原子能

Атомная
энергия

НОЯБРЬ
1959

3
1960

中国科学院原子核科学委員会編輯委員会編輯
科　学　出　版　社　出　版

目　　录

簡　　报

科 技 新 聞

新 书 介 紹

快中子反应堆的脈冲工况[1)]

邦達連柯 (И. И. Бондаренко),
斯塔維斯基 (Ю. Я. Ставиский).

对于許多在核反应堆上进行的实験，具有决定意义的并不是长时間內反应堆的平均功率，而是为实験所必須的短时間內反应堆的功率．在这种情况下，最有利的是核反应堆以脉冲工况工作，即是在短时間間隔內反应堆功率升高許多倍．脉冲工况的优点最明显表現在快中子反应堆，因为在快中子反应堆內中子寿命与其他类型反应堆相比較为最短．在本文中导出了快中子反应堆功率脉冲长度的公式，以及描述功率脉冲大小与时間关系的公式．同时也引入了可以用来进行原子核物理研究的脉冲快中子反应堆的可能特性．

脉冲工况工作的反应堆可用来:

1）使用飞行时間中子选择器进行研究;

2）研究短寿命的放射性(緩发中子[1,2]，短寿命的同質异能素及其他);

3）进行以与反应堆工作无关的本底为主要障碍的各种实験．

在 1955 年布洛欣采夫 (Д. И. Блохинцев) 建議采用脉冲工况工作的反应堆，反应堆功率脉冲是在固定于旋轉圓盘上的部分活性区运动时产生的．在这种情况下反应堆在长时間內为次临界，当运动着的部分活性区通过活性区的主要的、静止的部分时，反应堆在短时間內进入超临界状况．

脉冲功率时反应堆功率的变化，可以相当精确地用下列方程式表示:

$$dw(t) = \left(\frac{w(t)\varepsilon(t)}{\tau} + \frac{S}{\tau\nu}\right)dt. \tag{1}$$

这里$w(t)$——反应堆功率的瞬时值(1秒鉀裂变次数)；τ——瞬发中子的平均寿命[2)]；ν——次級中子数；S——外部中子源的強度；$\varepsilon(t)$——反应堆瞬发中子剩余增殖系数．方程式中沒有考虑緩发中子的影响，因为它們的寿命，在我們所討論的情况下，要比功率“激濺”的持續时間长得多．

为取得短的功率激濺，必須在短时間內使$\varepsilon(t)$为正值．把当$\varepsilon(t)$为极大值的时刻取为时間讀数的始点($t = 0$)(見图)．我們将認为函数$\varepsilon(t)$对于 $t = 0$ 点是对称的．很明显，如果反应性的改变是由于活性区运动部分的均匀移动而产生的話，这个条件总是能滿足的．

在远离脉冲开始的时刻，$\varepsilon(t)$具有不变的負值，等于 $\varepsilon_н$．在此阶段反应堆功率也不变:

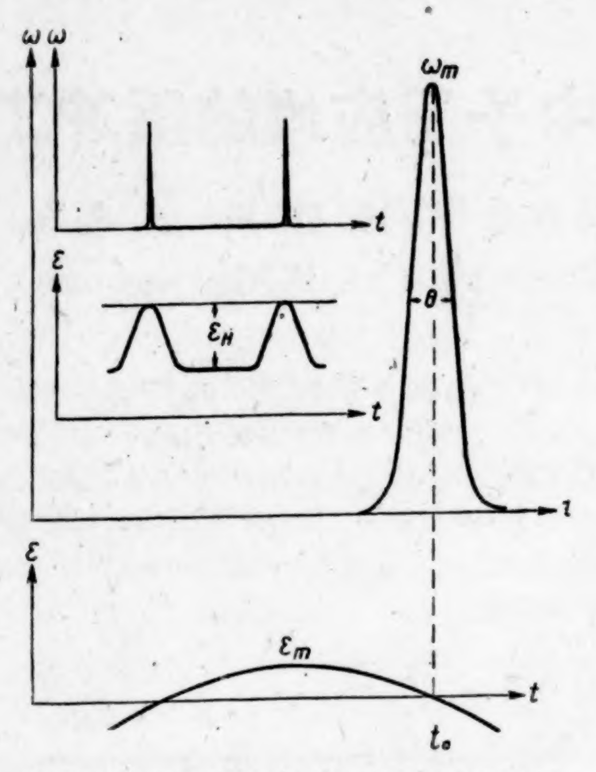
$$w_н = -\frac{S}{\varepsilon_н \nu}. \tag{2}$$

然后$\varepsilon(t)$开始增加．当$\varepsilon(t)$ 增加速度倘很小而其值离开零倘很远时，过程具有准静态的特性．在这时間內，反应堆功率在每一时刻近于其平衡值:

$$w(t) = -\frac{S}{\varepsilon(t)\nu}. \tag{3}$$

1) 本文是根据1956年所做工作的結果而写的．本文中引用的某些資料，亦曾由卓巴寥夫 (Т. Н. Зубарев) 所得到．

2) 瞬发中子平均寿命的决定，見烏薩乔夫 (Л. Н. Усачев) 的文献[3]．



快中子反应堆脉冲工况时功率脉冲发展图

这种情况保持着，只要条件

$$\frac{dw(t)}{w(t)} \ll \varepsilon(t)\frac{dt}{\tau} \tag{4}$$

尚得到实现．再往下去，功率开始增长得比式(3)給出的值要慢．計算表明，在 $\varepsilon(t)$ 变为零的那个时刻，反应堆功率达到如下值：

$$w(-t_0) \approx \frac{1.25S}{v\sqrt{\tau\gamma}}, \tag{5}$$

其中　$\gamma = \left.\frac{d\varepsilon(t)}{dt}\right|_{t=-t_0}$. 当 $\varepsilon(t)$值为正时紧跟着就开始功率的主要增长．描述此阶段功率的改变，可以略去方程式(1)右面的第二項．这在探討那些在其过程中反应堆功率增长許多倍的脉冲时，并不导致重大的誤差．而正是这种情况是使我們主要感到兴趣的．

这样

$$\frac{dw(t)}{w(t)} = \frac{\varepsilon(t)\,dt}{\tau}. \tag{6}$$

在 $t = t_0$(当 $\varepsilon(t)$重新得到零值时)时刻达到功率最大值 w_m，

$$w_m = w(-t_0)\exp\left[\int_{-t_0}^{t_0}\frac{\varepsilon(t)\,dt}{\tau}\right] =$$

$$= \frac{1.25S}{v\sqrt{\tau\gamma}}\exp\left[\int_{-t_0}^{t_0}\frac{\varepsilon(t)\,dt}{\tau}\right]. \tag{7}$$

让我們来探討一下极大值附近脉冲的形状．在接近于 t_0 的时刻 t，$\varepsilon(t)$的关系可以表示为如下形式：

$$\varepsilon(t) = -\gamma(t - t_0). \tag{8}$$

这样从式(6)可得

$$w(t) = w_m\exp\left[-\frac{(t-t_0)^2\cdot\gamma}{2\tau}\right].$$

由此在极大値附近脉冲具有高斯曲綫的形状，其半寬度 θ 等于

$$\theta \simeq 2.35\sqrt{\frac{\tau}{\gamma}}. \tag{9}$$

在远离极大値的地方，脉冲形状与高斯曲綫形状有所区别，增长得少許慢些，而下落得少許快些．但是根据(1)式的数値計算表明，当大的功率脉冲时，仅在脉冲边緣与高斯曲綫形状有很大的区别，而脉冲边緣对脉冲总能量的貢献并不大．

在反应堆中，$\varepsilon(t)$ 的极大値 ε_m，总是比 1 小得多．所以 ε 与活性区运动部分位置的关系，可以近似为抛物綫：

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_m - \alpha x^2, \tag{10}$$

其中 α——与反应堆活性区运动部分的参数有关的値．它表征出当活性区运动部分移动时反应性改变的陡度．ε 与时間的关系通过 α 値及活性区运动部分移动速度 v 表示如下：

$$\varepsilon = \varepsilon_m - \alpha v^2 t^2.$$

利用(7)与(10)，我們得到脉冲期間裂变总数的表示式：

$$E = \frac{S}{v}K(\varepsilon_m);$$

$$K(\varepsilon_m) = \frac{1.25}{v\alpha^{1/2}\varepsilon_m^{1/2}}\exp\left(\frac{1.33\varepsilon_m^{3/2}}{v\tau\alpha^{1/2}}\right). \tag{11}$$

脉冲长度与反应堆主要特性値(τ, α, v)間的关系也是很有意义的．从前面得出的关系可得如下表示式：

$$\theta = 1.74\frac{\tau^{1/3}}{\alpha^{1/3}v^{2/3}}A. \tag{12}$$

这样，脉冲长度随着 τ 的減小及 α 与 v 的增加而減小．脉冲长度亦与脉冲能量有关(更确切些，与脉冲能量对外来中子源強度之比有关)．然而这个关系在脉冲能量的很广范围內是很弱的．在公式(12)中，这个关系包含于系数 A 中：

$$A \simeq \left[\ln\frac{8E}{S}v\tau^{1/3}\alpha^{2/3}v^{4/3}\right]^{-1/6}.$$

到目前为止我們研究了单个的功率脉冲．現在来探討一下当反应堆周期性地工作，每秒給出 n 个脉冲的情况．在这种工况下，反应堆內将积纍緩发中子源．假如反应堆功率具有稍許大一点的値，則对于脉冲說来，在前些脉冲期間所积纍的緩发中子源将是外来中子源 S：

$$S = \sum_i c_i\lambda_i, \tag{13}$$

其中 c_i——i 組緩发中子母体的濃度；λ_i——相应的衰变常数．如果脉冲之間的間隔与緩发中子寿命相比較为很小的話，則反应堆平均功率 $W(t)$ 可用下列方程式表示：

$$W(t) = E(t)n + E(t)n\frac{\beta}{\varepsilon_H}. \tag{14}$$

式中第二項相当于脉冲之間的时間內所放出的功率．在最有兴趣的情况，实际上全部功率应該在脉冲期間放出．为此必須：

$$\frac{\beta}{\varepsilon_H} \ll 1.$$

下面就探討这种情况．

考虑了緩发中子的积纍与蛻变，利用公式(11)，我們得到如下描述平均功率变化的方程式：

$$W(t) = \frac{\sum_i c_i(t)\lambda_i}{v}K(\varepsilon_m)n; \tag{15a}$$

$$\frac{dc_i(t)}{dt} = -\lambda_i c_i(t) + W(t)\nu\beta_i, \tag{15б}$$

其中 β_i——i 組緩发中子的产額；$\sum_i \beta_i = \beta$. 从这些方程式很容易得出反应堆准稳态工作(脉冲振幅不随时間而改变)的条件：

$$K(\varepsilon_m)n\beta = 1. \tag{16}$$

把滿足方程式(16)的 ε_m 表示为 ε_0. 这样，当反应堆在 $\varepsilon_m = \varepsilon_0$ 工作时，自續鏈式反应得到实现，这相当于 $K_{эфф} = 1$ 时普通反应堆在稳态的工作. 当 $\varepsilon_m > \varepsilon_0$，反应堆发生加速(脉冲振幅增长)，当 $\varepsilon_m < \varepsilon_0$，鏈式反应逐漸衰減. 指出在微扰情况下（当 ε_m 近于 ε_0），脉冲反应堆平均功率与时間的关系类似于普通快中子反应堆功率与时間的关系这一点，是很有意义的.

为了証明这一点，我們把普通反应堆的动力方程写成：

$$W(t) = \frac{\sum_i \lambda_i c_i(t)}{\nu} \frac{1}{\beta - \varepsilon(t)}; \tag{17a}$$

$$\frac{dc_i}{dt} = -\lambda_i c_i(t) + W(t)\nu\beta_i. \tag{17б}$$

这里假定瞬发中子寿命等于零. 对于瞬发中子寿命短的反应堆(快中子反应堆)，这个假定在緩迟临界的条件下总是正确的. 很容易証明，对于微扰情况，描述脉冲工况反应堆的方程組(15)，与方程組(17)重合，如果用 β^* 来表示

$$\frac{K(\varepsilon_0)}{\left.\frac{dK(\varepsilon_m)}{d\varepsilon_m}\right|_{\varepsilon_m=\varepsilon_0}}.$$

这样，脉冲反应堆平均功率与时間的关系原来是和具有若干有效緩发中子成分的普通反应堆相同. 所以調节脉冲反应堆可以利用普通反应堆的調节系統. 此时，調节机构的移动导致 ε_m 的改变.

在大扰动的情况下，脉冲反应堆的动力与普通反应堆的不同. 其区别卽使在这一点上也可以表现出来，卽在普通反应堆中，与脉冲反应堆相反，当 $\varepsilon > \beta$ 时，緩发中子的調节影响就消失，这就大大地改变反应堆的动力学.

作为例子，我們引入了脉冲工况工作的快中子反应堆方案之一的計算結果. 在这个方案中，活性区含有鈈，而活性区运动部分——U^{235}. 决定反应堆在脉冲工况工作的主要参数的值如下：$\alpha = 7.5 \times 10^{-3}$ 厘米$^{-2}$，$\tau = 10^{-8}$ 秒，$\varepsilon_H = 0.2$. 当活性区运动部分的移动速度为 300 米/秒，脉冲頻率为 10 脉冲/秒时，脉冲长度为 $\sim 13 \cdot 10^{-6}$ 秒，这时瞬时超临界的平衡值为 $\varepsilon_0 = 2.6 \cdot 10^{-3}$. 与此工况相应的有效緩发中子成分为 $2.4 \cdot 10^{-4}$. 反应堆平均功率为 10 瓩时，脉冲工况功率达到 $\sim 10^5$瓩.

最后，作者深深感謝布洛欣采夫(Д. И. Блохинцев)、兰普斯基 (А. И. Лейпунский)及喀薩契柯夫斯基 (О. Д. Казачковский) 的經常关怀和指导，同样感謝烏克兰因采夫 (Ф. И. Украинцев)及克拉斯諾亚罗夫 (Н. В. Краснояров) 宝貴的討論.

参 考 文 献

[1] G. de Hoffmann, B. Feld, P. Stein: *Phys. Rev.*, **74**, 1330 (1948).
[2] H. Paxton: *Nucleonics*, **13**, No. 10, 48 (1955).
[3] Л. Н. Усачев: Реакторостроение и теория реакторов. М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 251.

論閃发反应堆[1]的释热稳定性

佐巴寥夫 (Т. Н. Зубарев)

探討了閃发反应堆中释热稳定性的条件，得到了在中子閃发期間当反应性以直綫規律及余弦規律改变时的释热計算公式.

在文献[1]中研究了閃发反应堆这样的工况，即随着反应堆最大反应性在中子閃发时的增大或減小，它的延續时間自动地減少或增加，这就保証了释热的稳定. 我們来探討一下，在下列条件下，閃发反应堆的释热跟各种表征中子閃发強度的因素的关系：

$$T \ll \frac{1}{\omega} \ll \bar{T}_э, \tag{1}$$

$$\frac{\Delta k_0}{\omega T} > 1, \tag{2}$$

$$|\Delta k(t)| \ll 1. \tag{3}$$

这里T——反应堆中的中子寿命；$\bar{T}_э$——放出緩发中子的核碎片的半衰期；$\omega = \frac{2\pi}{T_n}$ (T_n——一次中子閃发的周期)；$\Delta k(t) = k_{эфф}(t) - 1$，$\Delta k_0 = k_{эфф.макс} - 1$，其中$k_{эфф}(t)$及$k_{эфф.макс}$——分别为：2 在 t 时刻不考虑緩发中子时反应堆的有效中子增殖系数及在中子閃发期間达到最大反应性时的有效中子增殖系数.

在滿足条件(1)、(3)及$\Delta k(t) < 0$时，閃发反应堆內中子数量与时間的关系$N(t)$由下列方程式描述：

$$dN = \frac{N}{T}\Delta k(t)\,dt + \frac{N_э}{T}dt, \tag{4}$$

其中$N_э$——由反应堆平均功率所決定的緩发中子的平衡数量. 如果在中子閃发之間的时間內的释热比中子閃发时的释热小得多，那么

$$N_э \simeq \frac{Q v \beta T}{q_0 T_p}, \tag{5}$$

其中Q及q_0分别为一次中子閃发的释热量及一个鈾原子核分裂的释热量；β——鈾原子核分裂时产生的中子总数v中緩发中子所占份額；T_p——前后两次中子閃发間相隔的时間.

关系式(5)是在中子閃发时释热不变以及沒有核碎片逸出活性区的情况下才正确. 如果随着一次一次的中子閃发释热逐渐变化，那么关系式(5)中的Q应該代以值：

$$\bar{Q} \simeq \frac{T_p \cdot \sum_i Q_i}{\bar{T}_э}, \tag{6}$$

其中Q_i——第i次中子閃发时的释热，应該对这次中子閃发前$\bar{T}_э$时間內的各次中子閃发进行求和.

当$\Delta k(t) > 0$，緩发中子源可以忽略，方程式(4)就变成

1) 文献中也用"脉冲反应堆"这个术語.

$$dN = \frac{N}{T}\Delta k(t)\,dt. \tag{7}$$

在中子閃发时間内反应堆释热为

$$Q = q\int\frac{N(t)}{T}\,dt \simeq \frac{q}{T}\int N(t)\,dt, \tag{8}$$

其中q——吸收一个中子时所释放的热量.

假定中子閃发时反应性按下列規律变化:

$$\Delta k(t) = \Delta k_0\frac{2}{\pi}\omega t,\quad 当\ t < \frac{\pi}{2\omega}, \tag{9}$$

$$\Delta k(t) = \Delta k_0\left(1 - \frac{2}{\pi}\omega t\right),\ 当\ t > \frac{\pi}{2\omega}, \tag{10}$$

而且在初始时刻($t = t_1$)

$$\Delta k(t_1) = -\Delta k_1,\quad \left|\frac{\Delta k_1}{\Delta k_0}\right| \lesssim 1. \tag{11}$$

利用关系式(9),在$\left| \begin{array}{l} t = 0 \\ t_1 = -\frac{\Delta k_1}{\Delta k_0}\frac{\pi}{2\omega} \end{array}\right.$范围内对方程式(4)积分,得到当$\Delta k(t) = 0$时$N(t)$之值:

$$N_0 = \frac{N_3}{\Delta k_1}e^{-\left(\frac{\Delta k_1}{\Delta k_0}a\right)^2}\left\{1 + 2\frac{\Delta k_1}{\Delta k_0}ae^{\left(\frac{\Delta k_1}{\Delta k_0}a\right)^2}\int_{-\frac{\Delta k_1}{\Delta k_0}a}^{0} e^{-z^2}dz\right\}, \tag{12}$$

其中

$$a = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\sqrt{\frac{\Delta k_0}{\omega T}}.$$

当满足条件(1),(2)及(11)时,从关系式(12)可得

$$N_0^* \simeq \frac{\pi}{2\sqrt{\Delta k_0\omega T}}N_3. \tag{13}$$

用 Q_1, Q_2 和 Q_3 分别表示 $\Delta k(t)$在 0——Δk_0, Δk_0——0, 0——($-\Delta k_0$)范围内变化时的释热量. 这时当$\Delta k(t)$按(9)及(10)变化时,从关系式(7)、(8)及(13)可得

$$Q_1 \simeq \frac{(\pi)^{3/2}}{2}\frac{qN_3}{\Delta k_0\omega T}\int_0^a e^{-z^2}dz, \tag{14}$$

$$Q_2 \simeq \frac{(\pi)^{3/2}}{2}\frac{qN_3}{\Delta k_0\omega T}e^{2a^2}\int_0^a e^{-z^2}dz, \tag{15}$$

$$Q_3 \simeq \frac{(\pi)^{3/2}}{2}\frac{qN_3}{\Delta k_0\omega T}e^{2a^2}\int_0^{\frac{\Delta k_1}{\Delta k_0}a} e^{-z^2}dz. \tag{16}$$

考虑到

$$\int_0^x e^{z^2}dz = \frac{e^{x^2}}{2x}\left\{1 - \frac{M\left(-\frac{1}{2},\ \frac{1}{2},\ x^2\right)}{e^{x^2}}\right\},$$

其中$M\left(-\frac{1}{2},\ \frac{1}{2},\ x^2\right)$——合流超几何函数[2]，从(14)—(16)在条件(2)下，可以求得，当$\Delta k(t)$以直綫規律变化时中子閃发期間的总释热量：

$$Q_{直綫} = Q_1 + Q_2 + Q_3 \simeq 2q\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{N_3}{\Delta k_0 \omega T} e^{\frac{\pi}{2}\frac{\Delta k_0}{\omega T}}. \tag{17}$$

大部分热是当 $\Delta k(t)$ 減小时释出的($Q_1 \gg Q_2$)，而且当 $\Delta k(t)$ 从 Δk_0 变到零的时間內所释放热量与鏈式反应逐漸熄灭时所释放热量，大致相等($Q_2 \simeq Q_3$)．反应堆中子通量达到极大值，是在 $\Delta k(t)$ 減小过程中当 $\Delta k(t) = 0$的时刻.

与上面已經探討了的 $\Delta k(t)$ 以直綫規律变化的情况不同，在有些閃发反应堆的方案中，$\Delta k(t)$ 可以在其极大値附近平滑地变化．对释热值相应的修正是重要的，而且很容易求得.

假定 $\Delta k(t)$ 按下列規律变化

$$\Delta k(t) = \Delta k_0 \cos \omega t. \tag{18}$$

那么，利用方程式(7)、关系式(8)和(13)，以及条件(2)，得到

$$Q_{\cos} \simeq 2\pi \frac{qN_0}{\omega T} e^{\frac{\Delta k_0}{\omega T}} I_0\left(\frac{\Delta k_0}{\Delta T}\right) \simeq$$

$$\simeq \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2} \frac{2qN_3}{\Delta k_0 \omega T} e^{2\frac{\Delta k_0}{\omega T}}, \tag{19}$$

其中 $I_0\left(\frac{\Delta k_0}{\omega T}\right)$——零級虛变数貝塞尔函数.

利用得出的关系式我們来闡明閃发反应堆释热稳定的条件．用 k 表示这次中子閃发时所释放的热量与这以前在时間 $\bar{T}_3$ 內中子閃发时的平均释热量之比． 从式(17)、(19)、(5)及(6)的比較中可得

$$K = \nu\beta\theta \frac{T}{T_p} f(\Delta k_0,\ \omega T), \tag{20}$$

其中θ——中子被鈾原子核俘获的几率，而 $f(\Delta k_0,\ \omega T)$——某个中子閃发参数的函数． 函数 $f(\Delta k_0,\ \omega T)$ 的形式取决于中子閃发时反应性变化的規律．当反应性按(9)及(10)变化时

$$f_{直綫}(\Delta k_0,\ \omega T) \simeq 2\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{e^{\frac{\pi}{2}\frac{\Delta k_0}{\omega T}}}{\Delta k_0 \omega T}, \tag{21}$$

而按(18)变化时

$$f_{\cos}(\Delta k_0,\ \omega T) \simeq 2\left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2} \frac{e^{2\frac{\Delta k_0}{\omega T}}}{\Delta k_0 \omega T}. \tag{22}$$

条件$K = 1$ 可以称为释热稳定条件，滿足此条件时，中子閃发时的释热(如果沒有外界中子源)每次都不改变.

在所有实际上有兴趣的情况下，$\Delta k_0 > 0.01$，$\theta \lesssim 1$，$\nu \lesssim 2$，$\beta \simeq 0.008$。同时从式(20)—(22)我們得到，当 $K = 1$，如果

$$\frac{T_p}{T_n} > 10,$$

条件(2)得到满足。从式(17)及(19)也可以得到中子閃发时释热的相对变化与表征中子閃发的其他参数的变化之間的联系：

$$\frac{\Delta Q}{Q} \simeq \frac{\Delta N_3}{N_3} + \alpha \frac{\Delta k_0}{\omega T}\left(\frac{\Delta(\Delta k_0)}{\Delta k_0} - \frac{\Delta(\omega T)}{\omega T}\right), \tag{23}$$

其中系数 α 当利用式(17)及(19)时，相应地等于 $\frac{\pi}{2}$ 及 2。

从探討关系式(23)可見，中子閃发时保持释热的稳定$\left(\frac{\Delta Q}{Q} = 0\right)$是可能的，如果 ΔK_0 及 ωT 变化不大，并且满足下列条件的話：

$$\frac{\Delta(\Delta k_0)}{\Delta k_0} = \frac{\Delta(\omega T)}{\omega T}. \tag{24}$$

作者感謝藏果夫 (Ю. Н. Занков)及索柯洛夫 (А. К. Соколов) 对本文結果的討論。

参 考 文 献

[1] Т. Н. Зубарев: *Атомная энергия*, **5**, вып. 6, 605 (1958).
[2] Е. Янке, Ф. Эмде: Таблицы функций. М., Гостехиздат, 1948.

检验堆用石墨的比較法

日日隆 (И. Ф. Жежерун)

在以石墨为减速剂的慢中子反应堆中，石墨的純度具有很大的意义．本文将描述检驗堆用石墨有用性的方法．这种方法的实质，在于比較热中子流在被测石墨及标准石墨中的衰减情况．如果已知标准石墨的 L_0 与 σ_0，这种方法可以测出石墨的扩散长度 L 和有效吸收截面．σ 的测量誤差不超过 2.5%．由于方法的簡便，可以采用它在工厂条件下检驗大量的石墨．

检驗反应堆用石墨的有用性的方法，归根結底在于测定热中子的吸收截面 σ．如所周知，在最簡单的稳定扩散法里，σ 值是按照热中子在石墨稜柱中扩散长度 L 的测量来确定的(稜柱法)．为此，必須要有中子源及中子探测器．作为探测器可采用銦箔与测量 β 及 γ 放射性的設备，或者 BF_3 正比記数器与相应的仪器．为了保証测量 L 时有滿意的精确性，稜柱中的石墨应不少于 6—7 吨．

在基槽振子危险系数法或不稳定扩散法中，需要的石墨很少，但是仪器和設备比稜柱法中所需要的更复杂和貴重，并且为了使它工作起来，还需要較熟練的工作人員．

因此，稜柱法对于在工厂条件下大量检驗石墨最为合宜．但是这个方法的缺点是它需要相当多的石墨，这就限制了按照質量来区别石墨的可能性，并且使得检驗小部分石墨的工作变得很困难．下面将叙述避免了这种缺点的检驗石墨的比較法．在苏联，这种方法早已被研究出来，并經少許修改之后就成功地应用在大量的生产条件下．

比較法的描述

理論 富尔索夫 (B. C. Фурсов) 首先在理論上研究的这种方法的实質在于把被試石墨与吸收截面 σ_0 已知的标准石墨进行比較．

假設在标准石墨作成的长矩形稜柱的軸綫 O 点上置放中子源，在 N 点上置放中子探测器．并且让中子源与中子探测器之間的距离这样长短：使得 N 点上被测量的热中子密度 n_0 能够以第一次諧波出现（图 1）．用吸收截面待测的石墨替换稜柱的 h 段，并且同样地测量 N 点的中子密度 n．从厚度为 h 的插入块边界上的密度和中子通量的平衡条件出发，可以得到下列公式：

图 1　比較法的测量图
O——中子源；N——中子探测器；a——稜柱的横向几何尺寸．
标准石墨上画有細綫的部分，厚为 h，將用被試的石墨来代換．

$$\delta \equiv \frac{n}{n_0} = \frac{4\dfrac{Rd}{R_0d_0}\, l^{\frac{h}{R_0}}}{\left(1+\dfrac{Rd}{R_0d_0}\right)^2 e^{\frac{h}{R}} - \left(1-\dfrac{Rd}{R_0d_0}\right) l^{-\frac{h}{R_0}}}. \tag{1}$$

其中 R_0 和 R——标准石墨和待試石墨稜柱中热中子的弛豫长度，它由下述公式确定，

$$\frac{1}{R^2} = \frac{1}{L^2} + \pi^2\left(\frac{1}{a^2{}_{\text{有效}}} + \frac{1}{b^2{}_{\text{有效}}}\right), \tag{2}$$

其中 $L = \sqrt{\frac{1}{3}\lambda\lambda_{\text{輸运}}}$ ——扩散长度；$a_{\text{有效}} = a + 2 \times 0.71\,\lambda_{\text{輸运}}$ 及 $b_{\text{有效}} = b + 2 \times 0.71\lambda_{\text{輸运}}$

——稜柱的有效横向尺寸；λ——吸收长度；$\lambda_{輸运}$——输运长度；a 和 b——稜柱的几何横向尺寸；d 和 d_0——标准石墨和待試石墨的密度。

在实际上重要的情况中，δ 和 d/d_0 与 1 的差别不能大于 ±10%。因此在测量 δ 时誤差不超过 0.5—1.0% 的情况下，公式(1)可以簡化成如下形式

$$\delta = e^{h\left(\frac{1}{R_0}-\frac{1}{R}\right)}. \tag{3}$$

公式(2)和(3)对于 σ 及 σ_0 給出下列簡单的比值：

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{\left(\frac{1}{R_0}-\frac{\ln\delta}{h}\right)^2 - \pi^2\left(\frac{1}{a^2_{有效}}+\frac{1}{b^2_{有效}}\right)}{\frac{1}{R_0^2}-\pi^2\left(\frac{1}{a^2_{有效}}+\frac{1}{b^2_{有效}}\right)}\left(\frac{d_0}{d}\right)^2. \tag{4}$$

这种检驗方法的灵敏度由下式确定：

$$\Delta\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right) \simeq \frac{\frac{2}{R_0}\left(\frac{d_0}{d}\right)^2}{\frac{1}{R_0^2}-\pi^2\left(\frac{1}{a^2_{有效}}+\frac{1}{b^2_{有效}}\right)}\frac{\Delta\delta}{h}. \tag{5}$$

当稜柱的尺寸如图 2 所示的那样时，σ 与标准样品的 σ_0 的差别 3—4% (0.1 毫靶)会使 δ 变化 1%。

方法的实际实施 为了使检驗石墨的比較法在大量生产的条件下很方便，并且在利用簡化公式(4)时給出足够精确的实驗数据，就必須向标准石墨、测量几何、中子源和中子探测器提出一系列的要求。我們将簡单地談談这些要求。

标准石墨的密度和吸收截面应大致等于待試石墨的密度和吸收截面的平均值。在满足这个条件的情况下，δ 和 d_0/d 与 1 的相差将是最小的，并且由近似公式及精确公式得出的結果也将无甚差别。

标准石墨的有效吸收截面应当精确地加以测定(例如用稜柱方法)，同时应注意石墨不均匀的可能性。

在测量了标准石墨的 σ_0 之后，为了使工作的方便，把横臥的矩形稜柱放在不高的坚实桌子上，并用厚度为 0.5—1 毫米的鎘片包起来。实驗工作表明，在使用 Ra—α—Be 中子源时，图 2 所示的测量几何十分方便。为了建立这样的稜柱，需要大約 10—12 吨的标准石墨。在稜柱上画着細綫的部分置放大約 1.5吨的待試石墨。

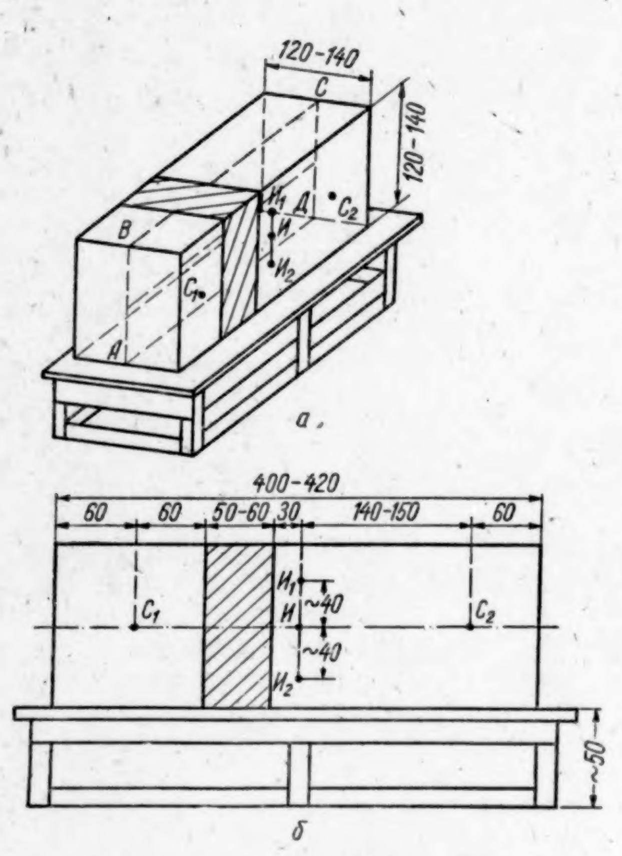


图 2 为了用比較法检驗石墨而采用的标准稜柱

а——外形；б——沿 ABC 的截面

待試石墨插入块的厚度 h 应不小于 L。当插入块的重量增加超过 1.5 吨时，就使得石墨的区分变得困难起来，因而是不合宜的。

在穿过稜柱中心的平面上，将中子探测器与稜柱軸相互垂直的置放。用 1—3 个 BF_3 正比

計数器(在 N, N_1, N_2 三点)平行地与 ДА 型仪器相連，来作为中子探测器. 中子源依次地置放在 C_1 和 C_2 点上. 对应源放在 C_1 及 C_2 点上的脉冲計数率 I_1 和 I_2 的比例显然就給出公式中的中子密度的比值 $\delta \equiv \frac{n}{n_0} = \frac{I_1}{I_2}$.

中子源与待試石墨插入块之間的距离应保証实际上把中子慢化成为热中子. 从插入块边緣到探測器之間的距离应与 L 相差无几,以便中子源在 C_2 点时,待試石墨不致影响計数率 I_2. 但是,实驗检驗表明这个距离可以減少到 30 厘米. 这就增加了对于被沾污的石墨进行检驗的灵敏性,并允許采取強度較小的中子源.

源与棱柱端面的距离以及棱柱的横向尺寸应当这样来选择，使得从中子源棱柱路出的中子被減速到鎘的吸收边緣以下. 当这种条件不被滿足时,中子散射本底將使測量条件恶化.

虽然我們依次在棱柱的 C_1 和 C_2上,按照 $I_1 \to I_2 \to I_2 \to I_1 \cdots$ 的順序測量 I_1, I_2 的数值,就可以消除放大系数单調漂移給比值 δ 带来的影响,但是,用以測量中子計数的电子学仪器的放大系数应当稳定不变,則仍然是中子探测器的基本要求. 分辨本領高(小的"死"时間)的要求倒并不重要,因为,比例 $\delta = \frac{I_1}{I_2}$ 接近于 1,計数的修正可以互相消掉.

方法的精确度和生产量 采用上述的中子源和中子探測器以及图 2 所示的标准棱柱的尺寸,很容易以 0.2—0.3% 的精确度測出 δ 值,也就是以 0.6—1.0% 的精确度測出 σ (不考虑由于标准石墨的 σ_0 的測量誤差而带来的系統誤差).

但是考虑到石墨的不均匀性、插入块左方边緣上中子流里高次諧波的少量貢献以及利用簡化公式(4)的修正,使 σ 值的测量精确度限制在2—2.5%. 因此, δ 的測量精确度为 0.5% 时就足够了.

方法的生产率依賴于源的強度和中子探測器的数量及效率. 当采用 300—500 毫居里的 Ra—α—Be 中子源、容积为 300—400 厘米^{3}充以 500—600 毫米汞高的 BF_3 正比計数器时,以不超过 ±2.5% 的誤差測量一个插入块(約 1.5 吨石墨),需要 20—30 分鈡.

采用更有效的探測器或者增加探測器的数量，可以減低检驗一块石墨所須的时間以及中子源所必須的強度. 特别是,采用 2—3 个或更多的探测器在通过棱柱中心的平面上与其軸互相垂直地置放时,还有这样一个优点，即增加了对于插入块边緣区域上石墨沾污的灵敏度,而当在 N 点采用一个計数器的时候,这些区域对于 δ 的数值很少有影响. 尤其是被試石墨的密度和純度不均匀的情况下,采用几个探测器将尤为合理. 同时将灵敏度不同的探測器置放在 N、N_1、N_2 上,能够使得插入块上任何地方的沾污給予 δ 数值以大致相同的影响. 在比較上述的比較法及棱鏡指数法的測量結果时,也应当注意到石墨的可能的不均匀性. 我們对于几部分石墨进行过这种检驗,而 σ 的測量結果在实驗誤差以内是相同的.

方法的优点和缺点

检驗石墨的比較法有下列优点: 1)計算公式簡单,同时,使用的仪器也不需要高度熟練的工作人員;2)滿足大量生产要求的巨大生产率;3)被检驗的石墨重量不大(1.5 吨),这就使得能够按照质量来区分石墨,把废品降低到最低度. 最后面的这一个优点对于掌握低灰份堆用石墨的生产工艺来讲特别重要. 同时所得到的石墨按质量有显著不同,它不仅与原料有关,而且与它在石墨化过程中在石墨化炉内的位置有关，按質量来区分石墨給出它在核反应堆內合理配置的可能性.

图 3 列出了用比較法对苏联第一个原子反应堆数千吨石墨的检驗結果. 所有被检驗的石

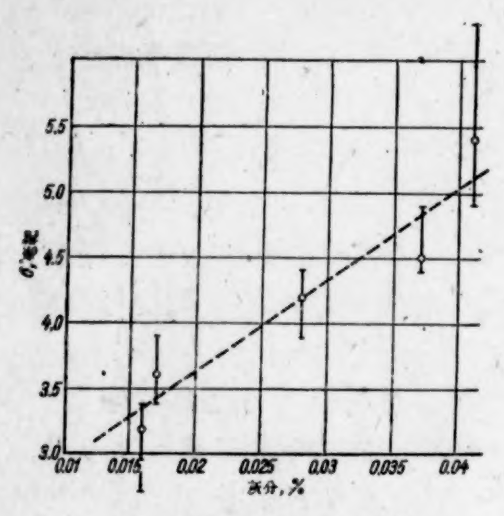


图 3 用比較法检驗石墨的数据分析

墨按照由公式(4)求出的 σ 值的增加区分为五类，并測定了每类的平均 $\bar{\sigma}$ 及灰份 $\bar{q}$（石墨样貨燒尽后殘留的重量与石墨样貨重量的比例的百分数）。图上的点子相应于这些平均值，而且吸收截面大致地和灰份成正比。σ 的平均范围用点上的垂直綫来表示。由于标准石墨的 σ_0 和 $\lambda_{輸运}$ 同时具有誤差，使 σ 的絕对值降低了 15—20%。随着工艺的完善，石墨的质量得到提高，卽灰份和吸收截面得以减低。在边长为 6 米的石墨立方体中，测量了扩散长度。立方体是用为第一个原子反应堆制备的一些中等質量的石墨垒砌而成的，L 值等于 50±1 厘米（石墨密度为 1.65 克/厘米^3）。

应当注意到，按照公式(4)計算出来的 σ 的値不仅与石墨的杂質，而且还与其显微結构有关。因为，散射截面 σ_s 和輸运截面 σ_{tr} 依賴于晶粒的大小和取向。但是对于几十个石墨部分 σ_s 的测量在实驗誤差范围內給出相合的結果，这說明这些部分的显微結构并无不同。

当必須检驗显微結构显著不同的石墨时，可以采用相应的扩散长度的公式，以及附加的輸运长度的测量来代替公式(4)，以消除已指出的缺点。

在工厂条件下使用这种方法的不便之处，在于必須使被試的石墨及标准石墨保持大致相同的温度，并在检驗石墨的房間內保持固定的大气条件（特别是湿度）。由于从空气中吸收水蒸汽而引起石墨的变湿，能够引起标准石墨的 σ_0 的显著增加。因此对于标准石墨的 σ_0 値作定期的检查是必要的。

参 考 文 献

[1] G. von Dardel. Trans. Roy. Inst. Technol., No. 75 (1954).
[2] А. Антонов, А. Исаков, И. Мурин, Б. Неупокоев, И. Франк, Ф. Шапиров, И. Штраних: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 5. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 11.
[3] A. Ertand, V. Raievski, D. Breton: *J. Phys. et radium*, 12, 784 (1951).
[4] В. С. Фурсов: Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (пленарные заседания). М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 15.

裂变核共振能級的性質

（綜　評）

基尔波奇尼科夫（И. В. Кирпичников）
苏哈鲁奇金（С. И. Сухоручкин）

反应堆計算和設計要求在很大能量范围內知道中子与各种物質相互作用的截面．根据近代的概念，中子与原子核相互作用（輻射俘获、裂变、散射）的过程中要形成复合核，并显示出明显的共振特征；某些特定能量的中子会使相互作用剧烈地增长．由于共振能級的位置和量在理論上都还不能預言，因此，直接測量某些截面是我們得到所需要的知識的唯一来源．

本文是一篇綜合性文章，总結了第一次和第二次和平利用原子能会議期間（日內瓦；1955 年和1958年）有关裂变核共振性质方面的一些研究工作．在現有数据的基础上討論了各种描写中 α 与裂变核相互作用的方法．目前虽然实驗数据还沒有得到充分的闡明和統一，然而已經可以由此看出裂变过程的某些具有特征的方面．文章并簡短地敍述了某些較完善的、用于測量共振能級参量的实驗方法，討論了所得到的一些結果．

引　　言

世界各国的科学組織目前都在大力地研究共振中子与裂变核的相互作用．这項研究工作之所以重要，在很大程度上是由于建造中能中子堆和快中子堆的需要．在設計这些反应堆的时候，知道几十个千电子伏以下的中子截面数值是很重要的．这类反应堆中子能譜的主要部分是在共振区域，因此，反应堆的一些参量例如：临界体积、反应性儲备及温度系数等主要取决于共振性质．共振区域中子截面的数值在設計热中子堆时也是必需的．

此外，将集体模型用于裂变核时，也促进了一系列实驗的建立，用以检驗象能級間的干涉、裂变碎片质量产額与复核自旋的关系等这样一些效应的存在．

在两次和平利用原子能会議期間，由于測量方法大大改善，使得我們可以在低能中子区域更詳尽地研究裂变和俘获截面的情況，測定大量能級的参量，以及获得若干理論問題的答案．

下面我們試图把近几年来获得的有关中子与裂变核在共振区域相互作用的一些数据进行分类．过去曾在綜述性文献[3,4]中詳細討論过的一些問題（核的非球面性影响，能級的排斥等），我們在本文中便不再討論了．

布莱特-魏格納公式的适用范围．广义公式

半透明核模型[5]是近代用来描写中子与核相互作用的最好的形式．假設，中子与核的相互作用分为两个阶段进行[6]，起初中子与整个原子核互相作用（用考虑了中子俘获的复势来描写这种相互作用），然后再与单个核子或核子羣相互作用．这时，仅仅只在某些情況下，才在过程的最終形成复核，即在这种核中被俘获的中子能量分布在整个核体积中．在其它情况下，激发系統的集体能級和单个能級（按照文献[6]的术語）．

关于中子与原子核相互作用第一阶段中的一些問題（势散射、核表面的透明性等），在文献[3,4]中已經詳細地研究过了．本文我們只准备討論形成复核系統的那些核反应．

文献[5—10]所发展的核反应共振理論由最少量的假定出发，描述了大量的共同特性；然而实际地应用这个理論还需要用到大量未确定．参量的不同近似形式．

正如对銀[12]和金[13]具有很高的精确度那样，单能級的布莱特——魏格納公式能够十分完善地描写非裂变核的慢中子輻射俘获截面．然而后来又发現：裂变截面具有明显的共振特性，这种共振特性也能够用同一形式的布莱特——魏格納公式来描写，例如：

$$\sigma_a = \sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma};\ \sigma_{nf} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{g\Gamma_n\Gamma_f}{4(E-E_0)^2+\Gamma^2};$$

$$\sigma_{n\gamma} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{g\Gamma_n\Gamma_\gamma}{4(E-E_0)^2+\Gamma^2}. \qquad (1)$$

其中 σ_a 是吸收截面；σ_{nf} 是裂变截面；$\sigma_{n\gamma}$ 是輻射俘获截面；$\lambda\!\!\!^{-}$ 为入射中子波长除以 2π；g 是統計因子，对于慢中子为 $\frac{1}{2}\left(1\pm\frac{1}{2I+1}\right)$；而 I 为靶核的自旋；E 为中子的能量；E_0 为共振能級的能量；$\Gamma_n, \Gamma_f, \Gamma$ 分別为中子的能級分寬度和全寬度．

在处理实驗数据时，广泛地利用各种不同方法来确定共振参量，这些方法都基于应用上述的布莱特——魏格納公式[14—16]；現代大部分熟知的裂变同位素的能級参量正是用这种方法确定的．

然而，当测量的精确度提高以后就发現：裂变物質同位素的截面不能够用公式(1)来描写，因为某些共振具有明显的非对称形式．賽勒（сейлор）在研究 U^{235} 截面的文献中[17]指出了这一点．他并由此得出需要研究能級間相互干涉的結論．文献[18,19]的作者也作出了类似的結論．图1是中子在能量为 10.95 与 11.90电子伏的共振区域对 Pu^{239} 样品的穿透率曲綫；这里还引入了根据布莱特-魏格納公式对該样品的中子穿透率的計算結果，能級参量取自文献[19]．从下图可以看出，两个共振能級之間截面的測量值与理論計算值相差很大．同样也可以用存在着尚未分辨出的共振峯来解释上述共振峯形状与布莱特-魏格納公式的偏离．尽管在某些情况下这些能級也許实际上眞正存在着，但类似的假設看起来总好象是人为的．

只有在反应道数目較少的时候能級間的干涉才起重要的作用；文献[1]指出：慢中子引起的核反应正好就是这种情况．根据对共振寬度分布的研究同样也可以得出慢中子引起的核的裂变反应只能通过較少反应道实現的結論．波特尔（Porter）和托馬斯（Thomas）[20]曾导出各种

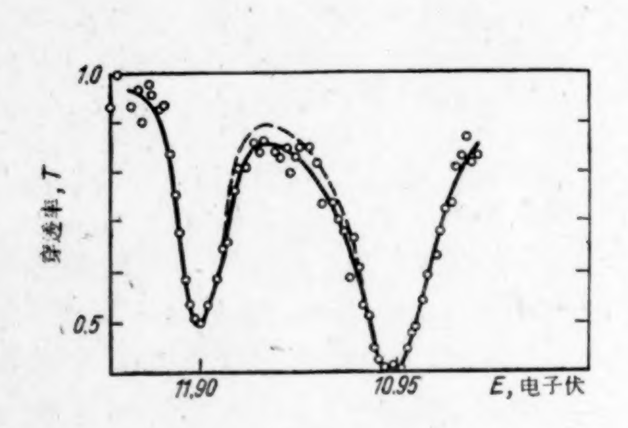


图1 Pu^{239} 样品在能量为 10—30电子伏的区間对中子的穿透率曲綫．虚綫是按布莱特-魏格納公式計算的

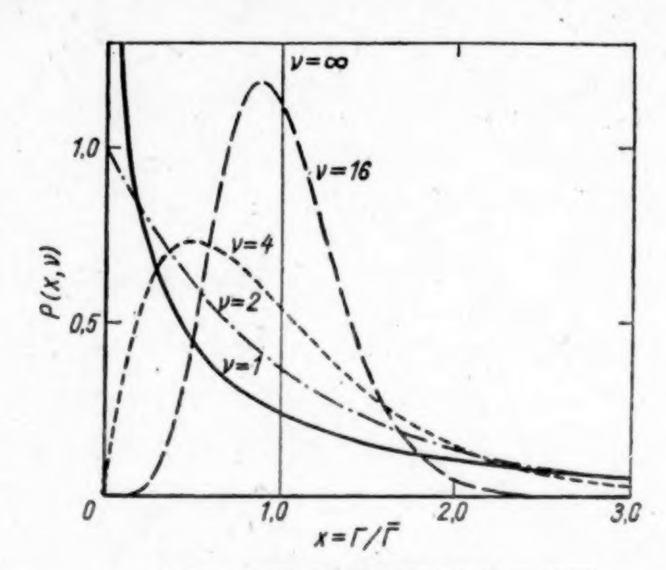


图2 共振能級寬度分布与反应道自由度数目 ν 的关系

反应的能級寬度的分布与反应的自由度間的关系式(图 2). 根据这些关系式可以得出一个結論: 核裂变只通过一二个反应道. 由于干涉效应的存在, 在描写裂变核截面时就要求应用多共振能級公式. 借助于散射矩陣可以获得最普遍的反应截面表达式. 散射矩陣的表达式如下[21]:

$$S_{\lambda\mu} = \exp[-i(k_\lambda + k_\mu)R]R'_{\lambda\mu},$$

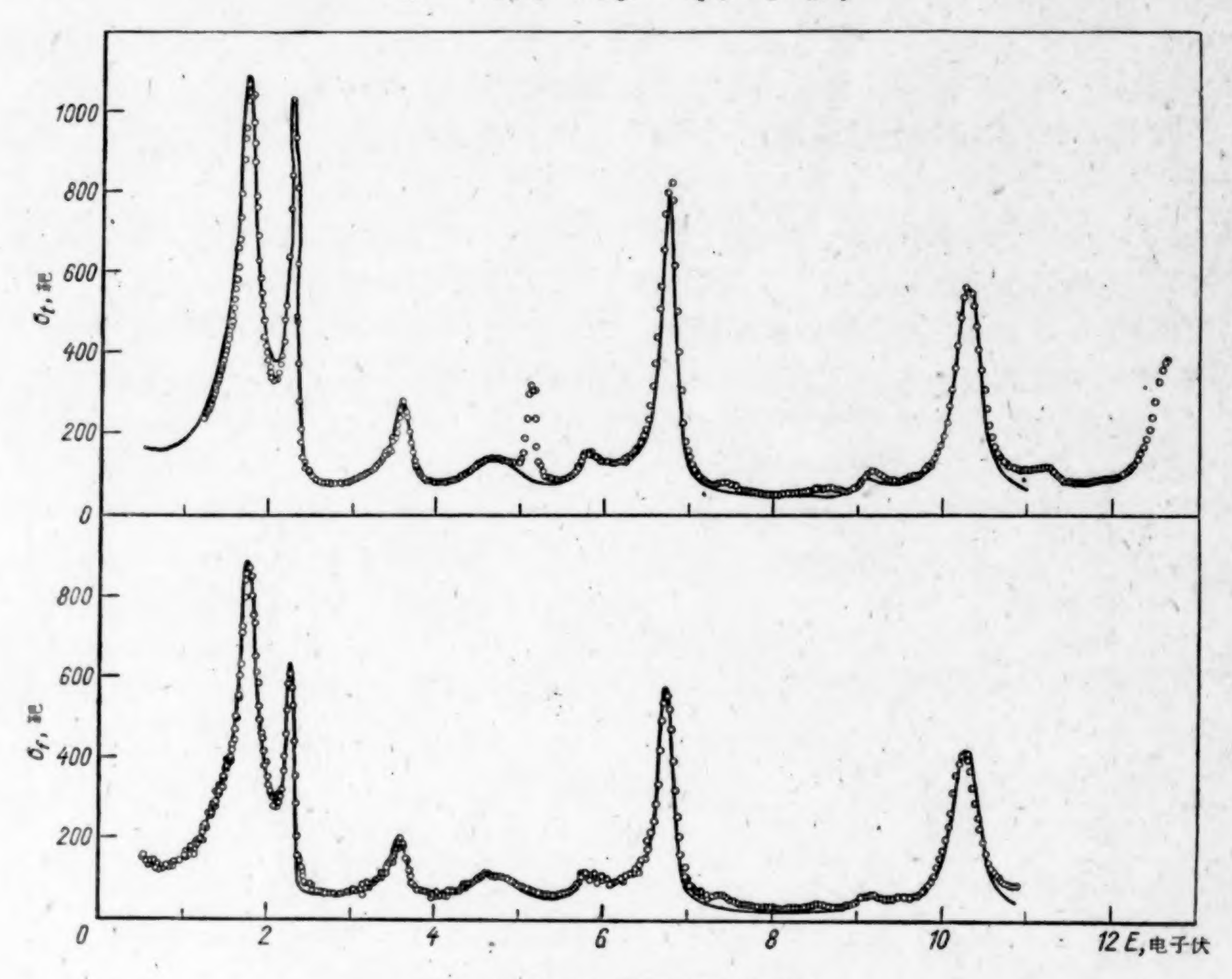


图 3 U^{233} 的全截面及裂变截面
实綫是根据广义公式計算得到的

其中 $S'_{\lambda\mu} = \dfrac{1 + iR'_{\lambda\mu}}{1 - iR'_{\lambda\mu}}$(矩陣 $R'_{\lambda\mu}$ 与导数矩陣 $R_{\lambda\mu}$ 的关系为: $R'_{\lambda\mu} = (k_\lambda k_\mu)^{1/2} R_{\lambda\mu}$)导数矩陣又可以写成:

$$R_{\lambda\mu} = \sum_s \frac{y_{s\lambda} y_{s\mu}}{E_s - E}.$$

在这些公式中引用了下面一些符号: R——核半径 (在反应道中); λ, μ——反应道标号; K_λ, K_μ——中子能量 E 的反应道波数; S——共振能級的标号; $y_{s\lambda}$, $y_{s\mu}$——与能級分寬度有关的量,其关系为: $\Gamma^s_\lambda = 2K_\lambda y^2_{s\lambda}$.

对于能級相距較远的情况 ($\bar{\Gamma}/D \ll 1$, 其中 D 为能級間距), 文献[5] 导出了考虑到能級相互干涉的公式. 将矩陣 $R'_{\lambda\mu}$分为两部分

$$R'_{\lambda\mu} = \frac{\beta_{s\lambda}\beta_{s\mu}}{E_s - E} + \gamma\lambda\mu^{1)} \text{及} \gamma_{\lambda\mu} = \sum_{t \neq s} \frac{\beta_{t\lambda}\beta_{t\mu}}{E_t - E},$$

1) $\gamma\lambda\mu$ 疑为 $\gamma_{\lambda\mu}$ 之誤印——校者注.

其中 $\beta_{s\lambda} = (K_\lambda)^{1/2} y_{s\lambda} = \left(\frac{\Gamma_{s\lambda}}{2}\right)^{1/2}$，然后作者再将矩陣 $S'_{\lambda\mu}$ 按 $\gamma_{\lambda\mu}$ 的冪展开（$\gamma_{\lambda\mu}$与 $\bar{\Gamma}/D$ 的值同数量級），只取展开式的前三項，曾得到反应截面 $\sigma_{\lambda\mu}$ 的如下表达式：

$$\sigma_{\lambda\mu} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \left| \sum_s \frac{\beta_{s\lambda}\beta_{s\mu}}{E_s - E + i\frac{\Gamma_s}{2}} \right|^2 \tag{2}$$

（当 $\gamma_{\lambda\mu} = 0$时，我們便得到一般的布莱特-魏格納公式）．但这种形式的公式在能級寬度与能級間距数量級相同的区域內不能准确地描述截面随能量变化的关系．由于对于裂变同位素来說，不等式 $\bar{\Gamma}/D \ll 1$ 只是很近似地滿足，而能級往往互相重迭，因而公式(2)的适用范围是很有限的．

賴克(C. Reich)及穆尔 (M. Moore)[22] 曾推导出一个广义公式，不需要假設 Γ/D 很小，而且还考虑了很多共振能級的干涉． 在推导这个公式的时候，他們由以下几个假定出发：a)仅仅只存在着一个散射道，因为在能量共振区只有軌道矩 $l = 0$ 的中子与核有強烈的相互作用；б)輻射俘获是通过大量反应道进行的；в)裂变反应只通过一个道实現；能級完全相互干涉．

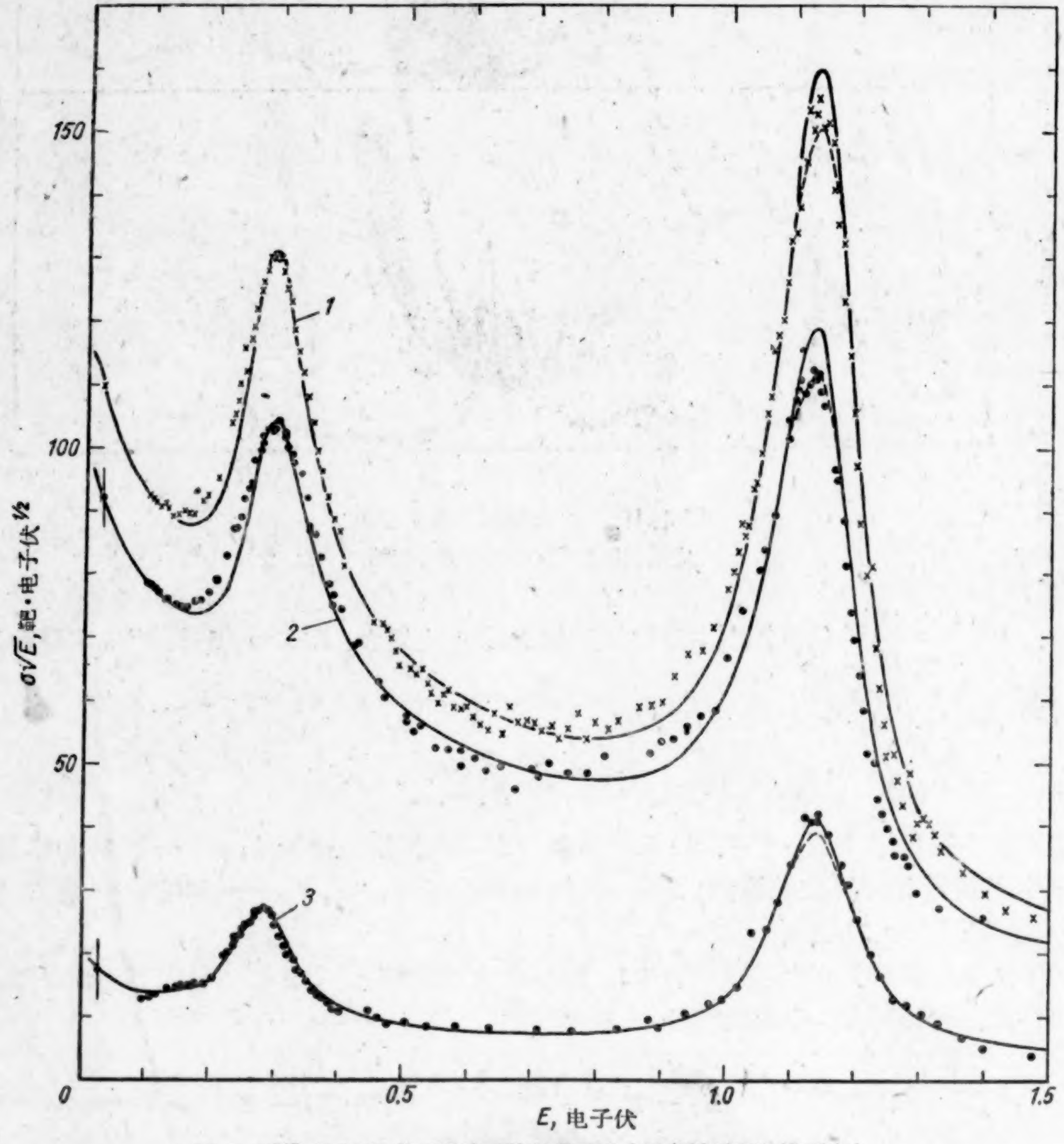


图 4 U^{235} 的吸收截面(1)，裂变截面(2)及輻射俘获截面(3)
实綫是根据广义公式計算得到的

下面引入文献[22]所得到的裂变截面的表达式：

$$\sigma_{nf}=4\pi\lambda\!\!\!^{-2}g\left|\frac{\sum\limits_{s}\frac{\beta_{sn}\beta_{sf}}{E-E_s-\frac{1}{2}i\Gamma_{s\gamma}}}{\left(1-i\sum\limits_{s}\frac{\beta^2_{sn}}{E_s-E-\frac{1}{2}i\Gamma_{s\gamma}}\right)\left(1-i\sum\limits_{s}\frac{\beta^2_{sf}}{E_s-E-\frac{1}{2}i\Gamma_{s\gamma}}\right)+\left(\sum\limits_{s}\frac{\beta_{sn}\beta_{sf}}{E_s-E-\frac{1}{2}i\Gamma_{s\lambda}}\right)^2}\right|.$$

也曾經得到了輻射俘获截面的表达式，外表上看起来与按布莱特-魏格納公式所計算的求和項不同，但用两种公式計算实际上得到彼此相符的結果．这一点是可以理解的，因为輻射俘获是通过数量較大的 n 个反应道（按文献[20]的估計，$30<n<500$）进行的，因而截面中的干涉項都互相抵消了．

图 3 引入了在能量为 1 到 11 电子伏区間內測量出的 U_{233} 的全截面和裂变截面，以及按照公式(3)用选择参量方法[23]計算出来的截面曲綫．由图可見，实驗点和計算出的曲綫符合得很好．文献[24]引入了对于 U^{235} 类似的計算結果（初級中子能量由 0.1 到 10 电子伏），并且也与实驗值定性地符合(图4)．广义公式不需要假設存在附加的尙未分辨出的能級，而能够得到实驗曲綫和理論計算曲綫較精确的符合程度，但这个公式只限于在譜仪分辨率較好的区域才能应用，而且还涉及大量的計算工作．正如我們已經指出的，过去获得大部分能級参量所用的方法都是以孤立能級的布莱特-魏格納公式的正确性为依据的．把用广义公式所定出的某些強共振的参量[23,24]与最早期文献的一些結果[25,26]比較一下便发现，所引用的这些数值之間的差异沒有超出实驗誤差范围(表 1).

表 1 强共振能級参量的比較

E_0，电子伏	$2g\Gamma_n^0\cdot10^6$，电子伏		$\Gamma_\gamma\cdot10^3$，电子伏		$\Gamma_f\cdot10^3$，电子伏	
	布莱特-魏格納公式	广义公式	布莱特-魏格納公式	广义公式	布莱特-魏格納公式	广义公式
U^{233} [23,26]						
1.75	340±30	178	48±13	44	260±30	200
2.32	120±10	86	38±8	36	60±15	48
3.61	50±10	57	43±9	54	155±35	180
U^{235} [24]						
0.282	4.49	5.16	27.9	32.2	71.8	82.5
1.138	12.9	14.3	41.9	42	92.1	106
3.599	24.3	24.3	37	37	45	45

相互作用截面

文献[27]中引入了共振中子与裂变核相互作用截面的平均測量結果．作为一个例子，图 5 援引了在 1 电子伏到 10 仟电子伏区域內 Pu^{239} 的全截面与中子能量的关系.

近代中子选择器的分辨率直到能量的数量級为 30—40 电子伏的区域还可以将鈈的共振能級分开．在能量較大时，能够分开的只是单个的共振組．U^{233} 与 U^{235} 能級之間距离比 Pu^{239} 小（相应为 0.9；0.63 与 2.9 电子伏[28,29]）所以这两种同位素的共振能級还更不容易分辨.

直到能量数量級为 10 电子伏，利用多項式(3)能够精确描述截面的过程，但为了在中子能量較小时使得理論曲綫与实驗值相符合，需要在截面中引进一个附加的非共振項（U^{233} 为 ～

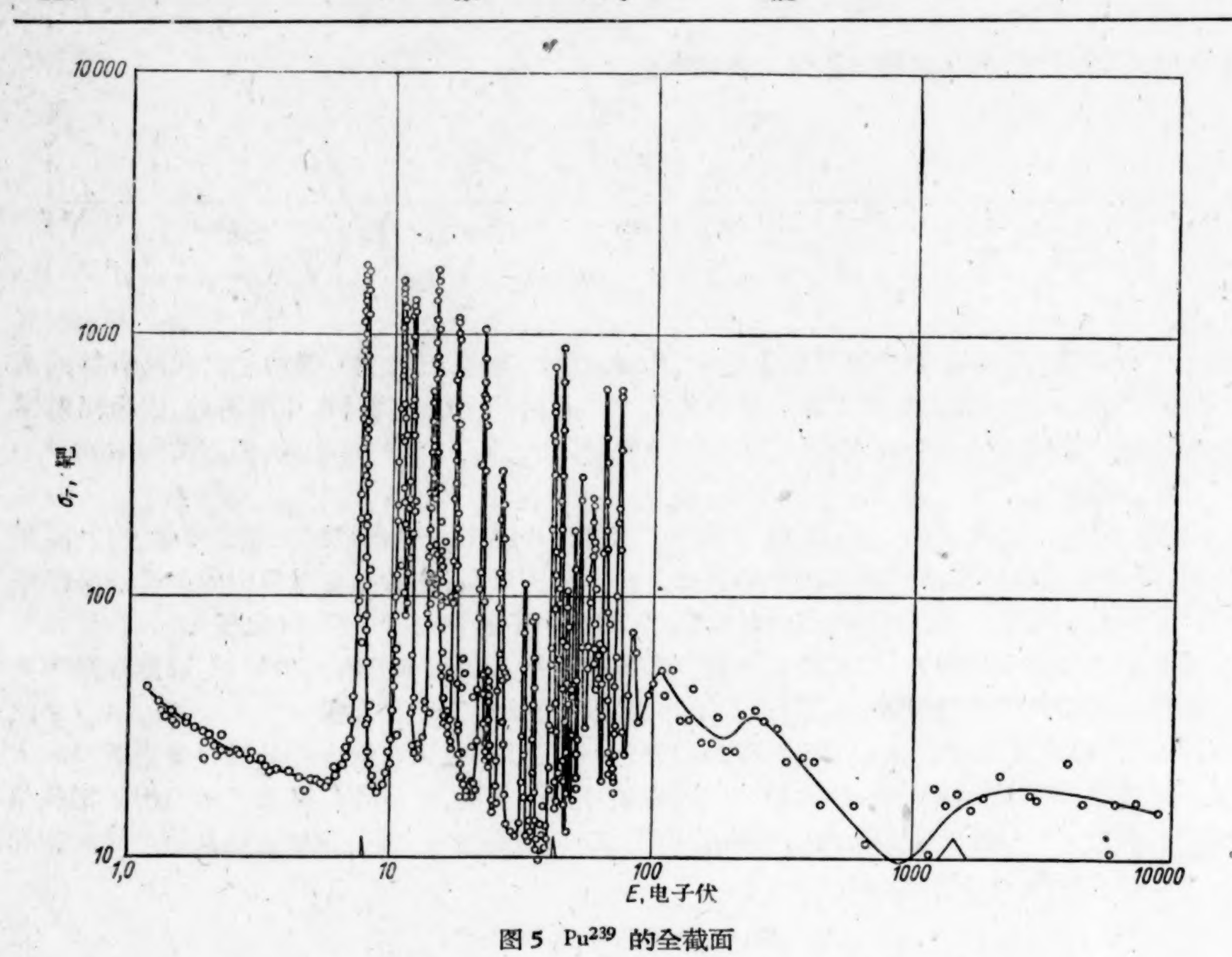


图 5 Pu^{239} 的全截面

$70/\sqrt{E}$，Pu^{239} 及 U^{235} 为 $20/\sqrt{E}$[30]）. 这个附加項之所以必須引入，是因为这三种同位素有着反常大的热中子截面. 截面中存在着这种非共振項例如可以用或者是存在着"負"能級，或者是存在着微弱重迭的能級来解释.

虽然沒有理由可以否認在零能量附近存在着"負"能級的可能性，然而，在测定这些能級的参量时，却得到比共振区域能級参量平均值大得多的数值. 例如：对 U^{235} 的共振能級，在 $E_0 = -1.4$ 电子伏，当 $\bar{\Gamma}_n^0 \approx 0.18$ 毫电子伏时，我們得到 $2g\Gamma_n^0 = 3.056$ 毫电子伏[24]，而对 U^{233} 的截面分析得到 $E_0 = -5.115$ 电子伏及 $2g\Gamma_n^0 = 6.48$ 毫电子伏[27]，当 $\bar{\Gamma}_n^0 \simeq 0.10$ 毫电子伏时（$\Gamma_n^0 = \Gamma_n/\sqrt{E}$ 是折合中子寬度）.

存在着較寬的能級重迭的假設是与能級参量強烈地依赖于复核自旋态的假定有关的[1]. 文献[23]将热中子和能量为 1.8 及 2.3 电子伏的共振中子引起的 U^{233} 裂变碎片产額曲綫（用放射化学方法测量）. 进行了比較共振中子裂变产額曲綫极大值处与极小值处的碎片产額之比在测量誤差范围內是符合的；而热中子譜的产超比却稍有一些差异（表2），这与共振項及非共振項自旋态不同的假定是不矛盾的. 应該指出，这些测量都是不够精确的. 另一方面，对 Pu^{240} $E_0 = 41.5$ 和 52.6 电子伏两个共振能級自旋态的测定又表明：它們是不相同的[18]，尽管这两个能級的裂变寬度差别并不大.

表 2 共振中子及热中子分裂 U^{233} 时碎片产額的比較

中子能量，电子伏	产額比	
	Mo^{99}/Ag^{111}	Mo^{99}/Cd^{115}
热中子譜	1	1
1.8	1.14±0.02	—
2.3	1.05±0.04	1.09±0.11

中子寬度

中子寬度 Γ_n,更精确些說应該是 $g\Gamma_n$, 无論是裂变核或非裂变核都是用比較各种不同厚度的样品对中子的穿透率曲綫面积的方法测量的.由于在截面里存在着非共振項、能級間相互干涉及分辨率不够高时各个能級不容易分开等原因，不同的作者所发表的結果之間的分歧远远超过了他們各人文献中所指出的标准誤差. 然而,尽管所有引用的各个数值都有很大分歧,但还是可以很清楚地看到:所有三种裂变同位素的中子寬度的变化范围都是非常大的.

从能級折合寬度的分布有可能得出关于反应道数目的結論[20]. 图 6, a 及 б 是文献[28,31]中

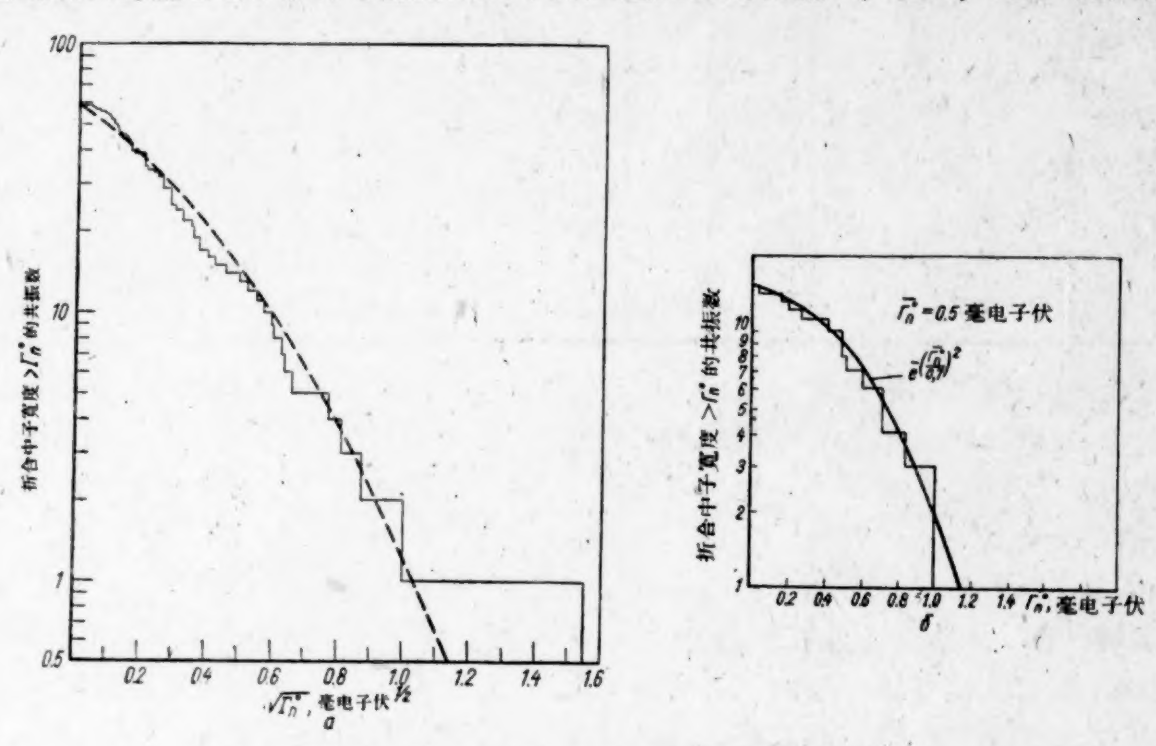


图 6 U^{235}(a) 及 Pu^{239} (б) 的折合中子寬度的积分分布
虚綫——$\nu = 1$ 的波特尔-托馬斯分布

发表的 U^{235} 及 Pu^{239} 的中子折合寬度的分布曲綫以及对不同的反应自由度数目所計算出的分布曲綫. 由图 6 a 及 б 可以看出,实驗曲綫与 $\nu = 1$ 的分布相符甚佳.

除了单个能級参量的测量之外，还测定了 $\overline{\Gamma}_n^0/D$ 的值. 最近对这个量测量所得到的数值是: U^{233} 为 $(1.0\pm0.3)\cdot10^{-4}$[23], U^{235} 为 $(1.0\pm0.2)\cdot10^{-4}$[31] Pu^{239} 为 $(1.0\pm0.3)\cdot10^{-4}$[29]. 这个量可以按厚样品的穿透率对能量的曲綫斜率求得. 这个方法可以避免由于弱能級穿透的可能性以及分辨率不好而造成的誤差,而在把单个能級的中子寬度与能級总数目平均时会产生这些誤差.

应当指出: 由前面几十个能級所得到的 U^{235} 的 $\overline{\Gamma}_n^0/D$ 差不多数量級上要比整个共振区域所得到的数值小[31]. 文献[33]指出:这个能級組出現的統計几率小于1%. 用存在着 $l \neq 0$ 的共振[31]也还不能闡明反常小的 $\overline{\Gamma}_n^0/D$ 值.

輻射寬度

輻射寬度 Γ_γ 可以由輻射俘获截面得到. 在分辨率足够高的中子能量区域,也可以从全截面中減去裂变截面和散射截面而得到俘获截面. 然而,由于非共振項振幅是未知的,由于存在着干涉以及由于裂变截面归一化的不确定性1)等原因,即使在这个区域，所得到的总誤差仍

1) 指裂变截面絕对測量値的誤差——譯者注.

表 3　共振能級的輻射寬度，毫电子伏

U^{233}			U^{235}								Pu^{239}			
E_0, 电子伏	文献的数据		E_0, 电子伏	文献的数据							E_0, 电子伏	文献的数据		
	[27]	[26]		[17]	[25]	[34]	[26]	[24]	[27]	[28]		[27]	[26]	[20]
0.20	40±4	—	0.282	28.8±5	31±10	39±6	39±6	27.9	32±3	35±5	0.297	39±2	40±5	39±2
1.47	—	—	1.138	30.8	15±15	35±8	35±8	41.9	42±4	54±7	7.84	38±3	40±9	40.6±3
1.75	44±5	48±13	2.036	30.8±8	27±10	31±5	31±5	34.6	31±5	33±9	10.93	32±13	39±12	31.5±9
2.32	36±4	38±8	3.17	—	30±15	—	—	—	—	57±23	11.90	41±5	42±12	40.9±5
3.61	54±5	43±9	3.60	—	40±20	—	—	37	37±4	—	17.6	39±7	—	39.1±5
4.70	—	—	4.847	—	—	25±9	25±9	25.5	25±9	—	22.2	35±6	41±15	34.6±4
5.75	50±5	—	6.40	—	30±20	—	26±14	—	—	55±13	41.4	47±9	—	46.8±9
6.79	50±5	—	7.10	—	30±20	—	—	—	—	40±16	44.5	40±10	—	40.4±10
9.05	56±6	—	8.795	—	34±14	—	38±19	—	—	78±15	52.6	34±5	—	34.1±5
10.33	60±6	—	11.65	—	—	—	35±16	—	35±16	67±21				
			12.40	—	—	—	39±16	—	39±16	—				
			19.4	—	—	—	45±24	—	45±24	55±14				

然还是很大的，很难用来解释实驗数据．表 3 引入了 U^{233}，U^{235}，Pu^{239} 三种同位素共振能級的輻射寬度数値，这些数据是由各个不同的作者所测量的．侭管测定的 Γ_γ 精确度非常低，我們仍然可以作出若干結論． 对于同一种同位素而言，輻射寬度从一个能級到另一个能級的变化相当小，乜們的数値如下：U^{235} 为（33±10）毫电子伏[31]；U^{233} 为（42±8）毫电子伏；Pu^{239} 为（40±8）毫电子伏[27]．文献[20]指出：Γ_γ 是一个常数乃是过程的多通性的結果． 在計算这三个能級参量时，当 Γ_γ 的数値不能直接测量时，通常便把乜当作一个常量．然而文献[32]指出：对于 Eu^{151} 的能級輻射寬度可以观察到能級的分組化． 这种現象应該訒为是自旋态的影响．由表 3 也可以看出，例如 U^{235} Γ_γ 的涨落巳經超过了所給的誤差，虽然并不大．

如果复核两种可能的自旋状态的統計因子 g 差别很大，例如 Pu^{239}（$J=0$ 时 $g=0$，$J=1$ 时 $g=3/4$，其中 J 为复核的自旋）的情况就是这样，那么相对常量 Γ_γ 便可以用来确定复核的自旋态． 对于几十个电子伏能量区域的共振，其中子寬度値非常大，这样做是非常容易的．测量 σ_0，λ_0，Γ 及 Γ_n^0/Γ 后，由关系式 $\Gamma=\Gamma_n+\Gamma_\gamma+\Gamma_f$ 及 $\sigma_0\Gamma=4\pi\lambda_0^2\Gamma_n$ 便可以得出两个 Γ_γ 値．由于对同一种同位素的所有能級都要求同样的 Γ_γ，我們便可以由这两个 g 値中挑选一个可能的 g，也就是說挑选一个合适的自旋 J．用这种方法测到的 Pu^{239} E_0 为 41.5 及 52.6 电子伏两个能級的自旋为 $J=0$ 及 $J=1$[18]（表 4）．

裂变寬度

利用关系式 $\Gamma_f/\Gamma\simeq\sigma_{0f}\Gamma/\sigma_0\Gamma\simeq\int\sigma_f dE/\int\sigma_a dE$，（按所有能級进行积分）测量裂变截面及吸收截面便可以求出能級的裂变寬度 Γ_f． 最近巳經成功地应用了气体閃爍計数器来测量裂变截面[35,36]．图 7 引入了这种計数器的結构[29]．用光电倍加管記录裂变碎片在惰性气体，例如，氪气或氩气中引起的发光現象．由于发光时間短（对于 $A+N_2$ 的混合气体，$\tau\simeq2\cdot10^{-8}$ 秒），在这种裂变室里可以放进足够大量的裂变物质而不使 α 粒子的本底增加．

另一个测定 Γ_f 的方法是基于假設同位素所有的能級 Γ_γ 都是常数．上面巳經說过，U^{235} 的 Γ_γ 平均値为 33±10 毫电子伏，U^{233} 为 42±8 毫电子伏，而 Pu^{238} 为 40±8 毫电子伏，因为在大多数情况下，能級全寬度的测量精确度也很不高，因而使用这种方法求出的 Γ_f 誤差也相当大．

还有一种测定 Γ_f 的方法，这种方法是基于利用 Γ_γ 及一次裂变放出的中子数 ν 这两个常

表 4 Pu^{239} 共振能級的輻射寬度与复合核的自旋关系

E_0, 电子伏	Γ_γ,毫电子伏	
	$g=\frac{1}{4}$	$g=\frac{3}{4}$
0.30	40±3	40±3
7.83	39±4	41±4
10.93	28±8	32±10
11.90	39±5	41±5
17.6	37±5	40±5
22.2	34±5	37±5
41.5	46±9	62±9
44.5	30±10	42±10
52.6	18±5	38±4

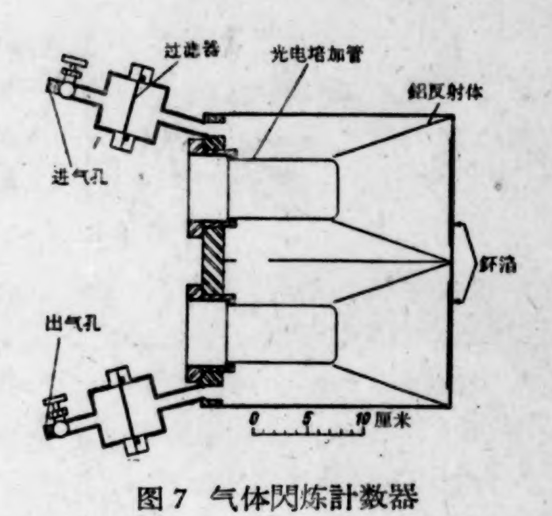


图 7 气体閃炼計数器

数. 这种方法包括测量当能量相应于共振平均值时的有效中子数 $\nu_{эфф}$，并利用关系式:

$$\Gamma_f=\frac{\nu_{эфф}\Gamma_\gamma}{\nu-\nu'_{эфф}}.$$

这个方法是在文献[37]中最先用的. 在文献[18,29]中，曾用与此相接近的方法测定了 Pu^{239} 的裂变寬度. 在这种方法中，除了 Γ_γ 值可能产生的涨落之外，在选择 $\nu_{эфф}$ 值时还有某些任意性.

图 8 根据文献[29,31]的数据引入了裂变寬度的积分分布. 图上还与波特尔-托馬斯分布作了比較，由这个比較可以看出：裂变反应只通过为数不大的道(可能只有一二个道). 反应道数的下限可以用 $2\pi\bar{\Gamma}/D$ 的値来估計[2]. 按照这种方法估計出的 U^{233} 的 $\nu\geqslant1.2$. 指出下面这一点是很重要的：在文献[4]中，对 U^{235} 观察到由許多共振平均得到的 $\sigma_f\sqrt{E}$ 値周期地随能量变化的关系(图 9)[31]. 这表明在較寬的区域中 Γ_f 与 D 之間存在着关联現象，这种关联的原因目前还不清楚.

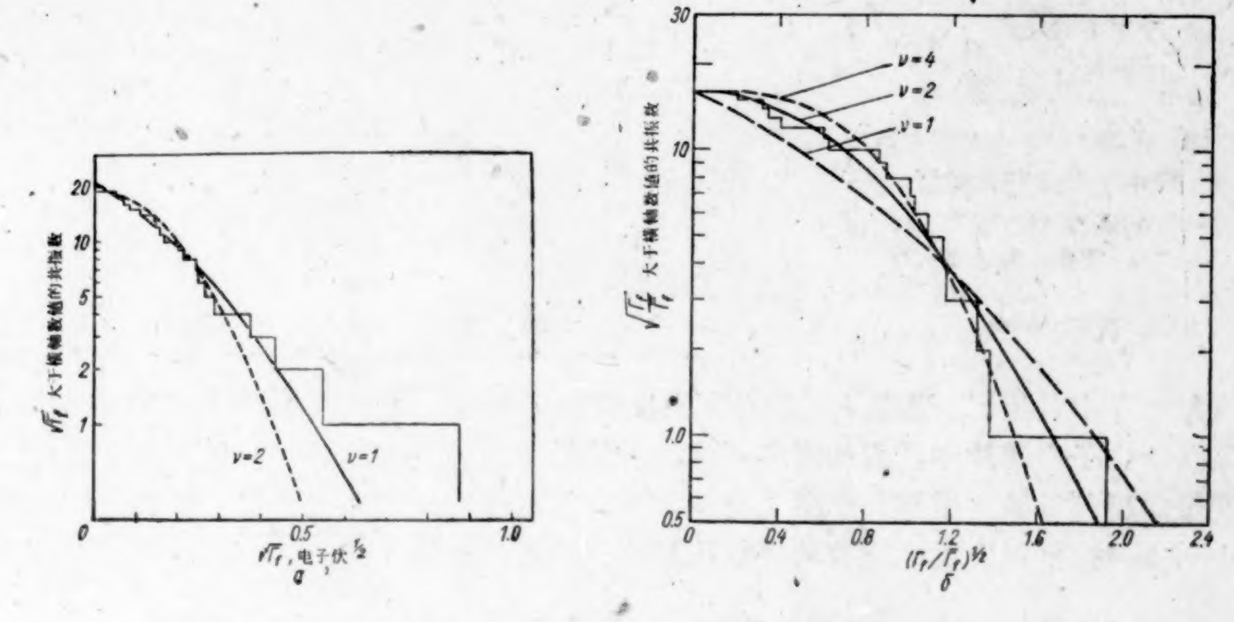


图 8 Pu^{239} (*a*)及 U^{235} (*б*) 裂变寬度的积分分布

图中引入了 $\nu=1$, $\nu=2$ 及 $\nu=4$ 的波特尔-托馬斯分布

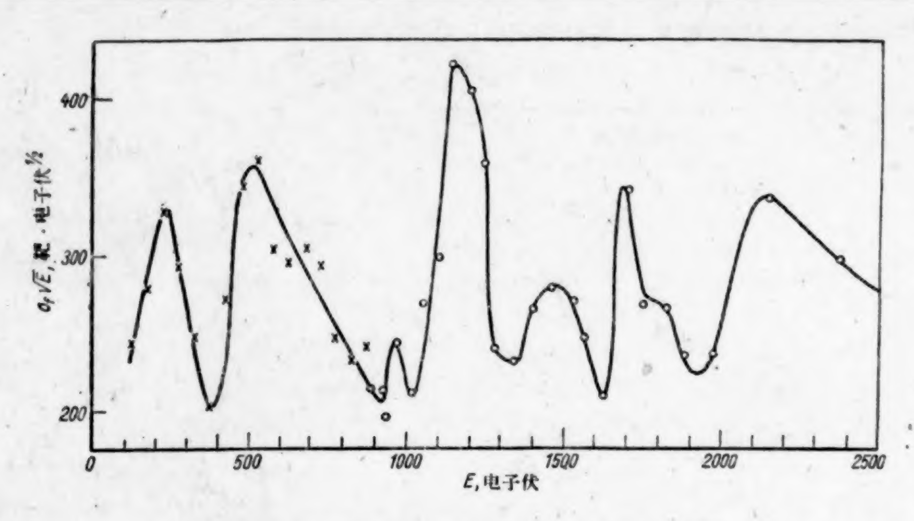


图 9 按各个共振平均的 U^{235} 的 $\sigma_f/\sqrt{E}$

一次裂变放出的中子数

一次裂变放出的中子数随能級而变化着，而且还依赖于，例如复核的自旋．很多作者在热能到 0.3 电子伏的区間詳細地研究了这个量．文献[38—41]指出：在这个区域 ν 值在 1—2% 范围内是一个常数．在文献[42]中，包含了对 Pu^{239} 共振区 ν 值是一个常数(在 3—4% 限度內)的証实．图 10 是研究 ν 值用的实驗装置．在这个实驗装置中，同时进行在气体閃爍計数器中裂变碎片的計数和这个計数器与另外两个次級裂变中子閃爍計数器的脉冲符合計数．图 5 引入了測量結果．

图 10 測量 Pu^{239} 一次裂变放出的中子数的計数装置

1——液体閃爍計数器 No.1；
2——液体閃爍計数器 No.2；
3——含有 114 毫克 Pu^{239} 的气体閃爍計数器．

表 5 Pu^{239} 共振区 ν 值的測量結果

中子能量，电子伏	ν，相对单位	測量誤差，%
热中子	1.008	1.6
7.8	1.009	2.6
10.9	0.972	1.9
14.3	0.999	3.3
14.6	1.001	3.9
15.5	0.975	3.0
17.6	1.083	4.0
22.2	1.006	3.6
26.6	0.983	3.4
59	0.954	6.1
66	1.048	3.0
75	1.041	3.4
86	1.023	3.2
110—1700	0.991	2.7

文献[43—45]中曾指出：当原子核的总激发能增加 1 兆电子伏时，ν 值大約平均增大 5—6%．这是和基于中子由碎片中蒸发的假定所作的計算結果相符合的．同时，根据理論估計[1,2]，位于裂变位垒頂部的核的最初几个激发态相互間的能量差为 ～1 兆电子伏．当測量的精确度提高到 1—2% 时，可以发现可能有的能級按复核自旋态的分組．

有效次級中子数

量 $\nu_{эфф}$ 与裂变截面 σ_f 及吸收截面 σ_a 的关系式

$$\nu_{эфф} = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_c} = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma}$$

相互联系着．用测量次級裂变中子数的方法直接测量 $\nu_{эфф}$ 与能量的关系[46,47] 可以得到某些能級参量(裂变寬度和輻射寬度，如果全寬度是已知的)并检驗能級間干涉的存在．这个方法并不象直接测量截面定出参量那样灵敏地依賴于选择器的分辨率，因为 $\nu_{эфф}$ 对能量的依賴性远小于截面对能量的依賴性．通常总是用厚度較大的样品进行测量；这样可以大大提高效率．应該指出，在这儿沒有一般应用裂变室时所存在的 α 粒子的本底限制．

可以用硫化鋅閃爍探測器[19]，也可以用液体閃爍計数器[29]来記录次級中子．后者具有較高的效率(数量級8—10%)，其缺点是对 γ 射綫灵敏．在这項工作中所得到的各个結果之間定性的符合表明，应用液体閃爍体是完全可以的．现在已經有可能制造出对 γ 射綫灵敏度非常小的高效率液体閃爍裂变中子探測器．許多有机閃爍体(芪及某些液体)的发光有两部分，它們在时間上差异很大．文献[48,49] 指出，較慢那部分，发光的強度強烈地依賴于射綫的本性；这就使得有可能分开中子脉冲和 γ 本底的脉冲．

Pu^{239}在共振区的 $\nu_{эфф}$ 已經仔細地研究过．这是因为这个同位素的自旋很小 $\left(I = \frac{1}{2}\right)$ 使人們感到很大兴趣，并且因为 Pu^{239} 在所有裂变同位素中能級間距最大．在文献[50]中测定了按各个能級平均起来的 $\nu_{эфф}$ 的数值；在文献[37,23,19]中研究了共振区間內 $\nu_{эфф}$ 的詳細情况．

在截面小的区域內测量 $\nu_{эфф}$ 的困难在于对散射的校正．因此在两个共振之間，数据的精确度很低．在这种情况下，为了独立地测定 $\nu_{эфф}$，常常要测量全截面 σ_t 与裂变截面 σ_f，最后再

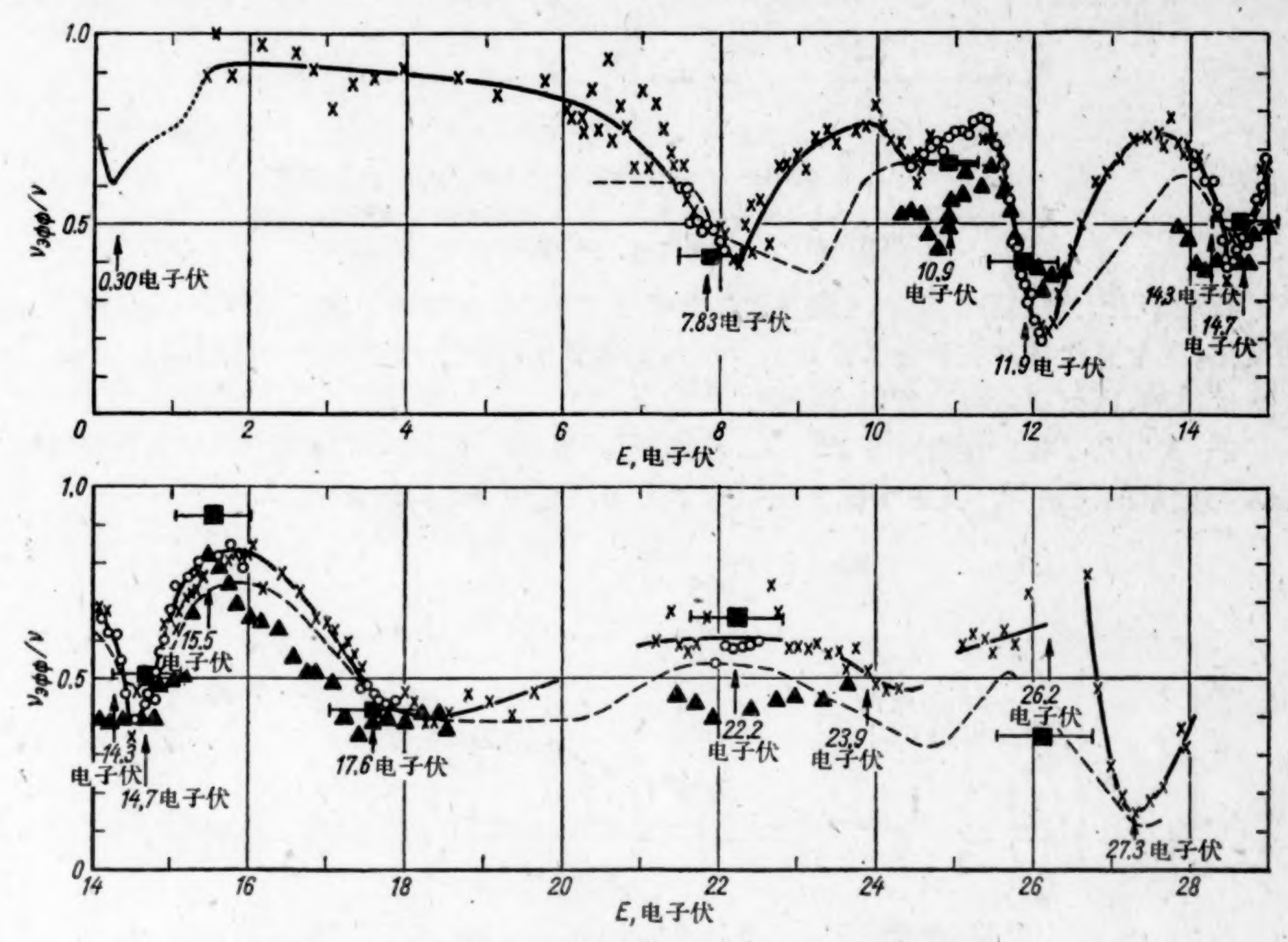


图 11 Pu^{239} 在共振区域比值 $\nu_{эфф}/\nu$ 与中子能量的关系

○——直接測量[29]； ×——由截面計算[29]； ----文献[37] 的数据； ■——文献[30] 的数据(将7.8 电子伏的共振重新归一化到 $\nu_{эфф}/\nu_{эфф}T = 0.58\%$ 的結果[19]) ▲——文献[19]的数据．

由以下关系式中計算出 $\nu_{эфф}$

$$\nu_{эфф} = \frac{\sigma_f}{\sigma_t - \sigma_f},$$

其中 σ_s 是散射截面．图 11 引入了文献[19,29,50,37]的测量結果，图上还提供了由截面测量計算出的点[29]．比起 Pu^{239} 来，U^{233} 的 $\nu_{эфф}$ 只是在非常狹的能量間隔內测量过．图 12 引入的文献[23]在 0.01 到 10 电子伏区間內 Pu^{239} 及 U^{233} 的 $\nu_{эфф}$ 与能量的关系的詳細测量表明：$\nu_{эфф}$ 在单个共振的范围內变化得很快．这可以証明在共振能級間存在着非常明显的干涉．然而，正象从图 12 上看到的那样，图中实綫所表示的用广义公式得到的 $\nu_{эфф}$ 能量过程的計算結果与实驗仅仅是定性地符合．

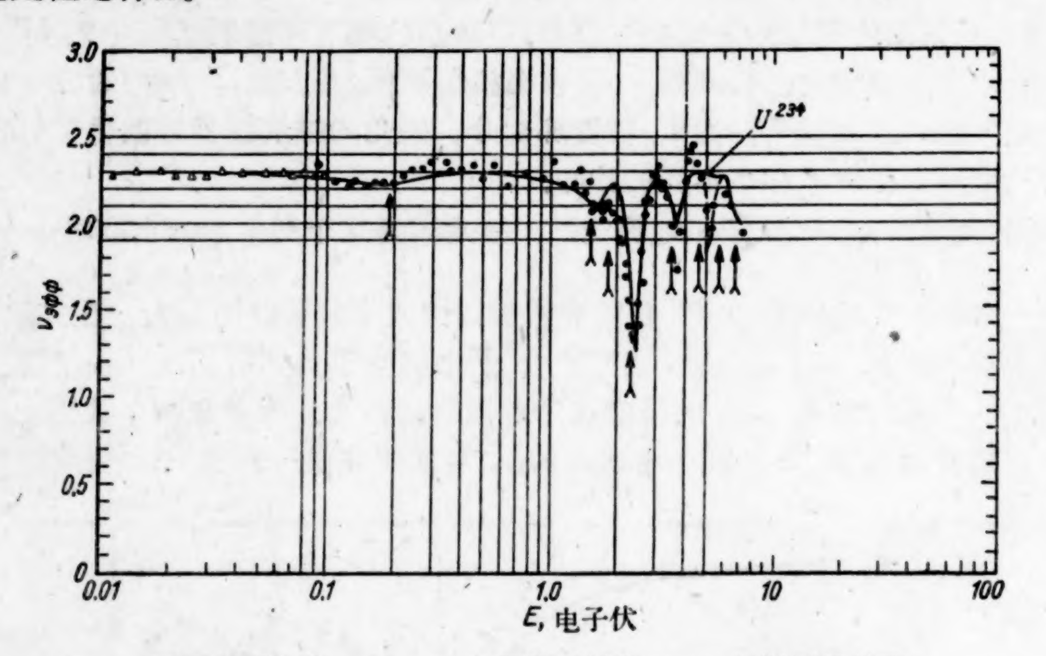


图 12　U^{233} 在 0.01—10 电子伏区域內 $\nu_{эфф}$ 与能量的关系

●——MTR 反应堆上得到的初步数据　△——伯鲁克海文实驗室的数据．
实綫是根据广义公式計算的．图中箭头表示共振位置

物理学上未被划分的热能区域是属于共振区域的；在靠近这个区域的地方 $\nu_{эфф}$ 产生显著的变化，这个变化是与有着各种参量的共振的影响分不开的．由于在这个区域测量 $\nu_{эфф}$ 是有实际价值的，因而测量也进行得很仔細．

图 13 引入了各个作者对 Pu^{239} $\nu_{эфф}$ 直接测量的結果，也引入了根据测得的截面計算出的 $\nu_{эфф}$ 与能量的关系[27]．在这个图上还引用了量 α，它与 $\nu_{эфф}$ 的关系如下：

$$\nu_{эфф} = \nu\frac{1}{1+\alpha};\quad \alpha = \frac{\sigma_a - \sigma_f}{\sigma_f}.$$

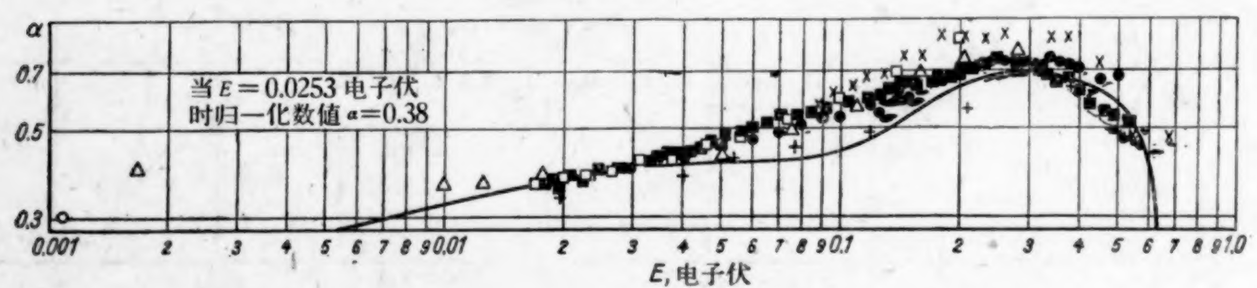


图 13　Pu^{239} 在 0.001 到 1.0 电子伏能量范围內 α 与能量的关系

□——伯鲁克海文实驗室数据[41]；○——哈威尔实驗室数据；×——伯鲁克海文实驗室数据[41]；
●——汉福特实驗室数据[51]；■——阿貢实驗室数据[52]；△——哈威尔实驗室数据[53]；
+——文献[46]的数据．实綫是由截面計算出的．

在文献[19]中用 Pu^{239} 薄样品测出的 $\nu_{эфф}$ 与能量的关系实际上和从截面的测量計算出的結果相符合．在能量为 0.3 电子伏的共振点，所有作者测到的 $\nu_{эфф}$ 的結果（差别在 1%內）都要比热能区域小 20%；当能量为 0.07—0.15 电子伏时，各个文献的結果之間有些差别．

图 14 給出了 U^{235} $\nu_{эфф}$ 测量結果的比較[26]． 这儿也引入了由截面計算出的 $\nu_{эфф}$ 与能量之間关系的結果．

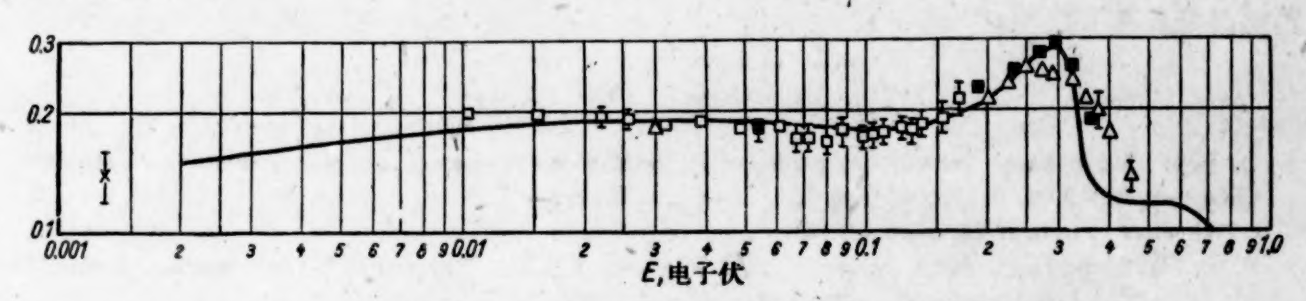


图 14 U^{235} 在能量为 0.001 到 1.0 电子伏区域內 α 与能量的关系：
□——伯鲁克海文实驗室数据[41]； △——汉福特实驗室数据；
■——MTR 反应堆上得到的数据[54]

結　　論

尽管目前所作的測量精确度还比較高，但还不能严格描述中子与核相互作用的所有方面．

广义公式[22]可以足够完善地解释一系列效应，但計算值与实驗值还不能精确相符[24]．也許，这与推导公式时假定裂变过程只有唯一的反应道有关．从这个观点出发，文献[55]的結果是很重要的．曾經将文献[24]的数据和另一个广义公式进行了比較，这个广义公式用到的假設条件和文献[22]的不同：考虑了为数不多的能級的干涉，而对反应道却不附加任何限制条件．得到的結果与实驗的符合虽然还是很滿意，但也还沒有得到精确的定量的符合．

根据前面所述可見，关于截面中非共振項的产生仍然是一个明摆着的問題． 認为引用了广义公式之后这个問題就可以自动成功地得到闡明是沒有根据的[24]． 在热能区域，需要用非共振項的存在来解释 U^{233} 截面的下降部分以及 U^{235} 和 Pu^{239} 的大部分截面． 非共振項也是两个共振之間截面的主要部分． 图 15 和 16 引入了 U^{233} 及 Pu^{239} 的 $\sigma_a\sqrt{E}$ 值；虛綫表示非共振項的值[31]．直接测量 U^{233} $\nu_{эфф}$ 表明[23]：在两个共振之間裂变截面比吸收截面高 90%；在共振边緣比值 σ_f/σ_a 显著地下降．对 Pu^{239} 的截面的观察也得到相似的图景，在能量为 0.3 和 7.85 电子伏的共振之間，比值 σ_f/σ_a 为 0.9[29]，可是在 0—30 电子伏区間內所有的能級中，只有 15.5 电子伏那个特别寬的共振（$\Gamma\sim 1$ 电子伏）的 $\nu_{эфф}$ 值接近这个数值．也許我們所研究的是直接裂变的过程，例如类似于剝裂过程．

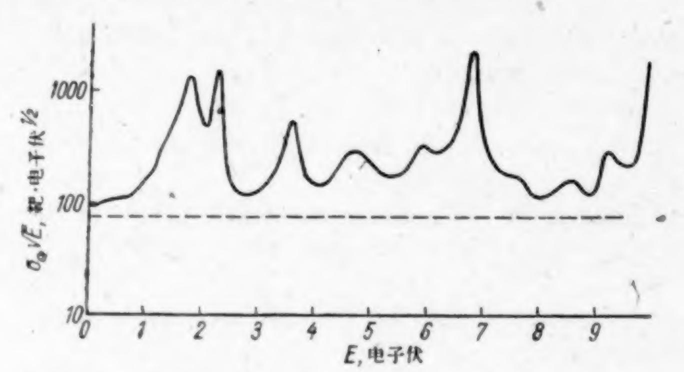


图 15 U^{233} 在能量为 0—10 电子伏区域內的 $\sigma_a\sqrt{E}$ 值

虛綫表示非共振項的貢献．

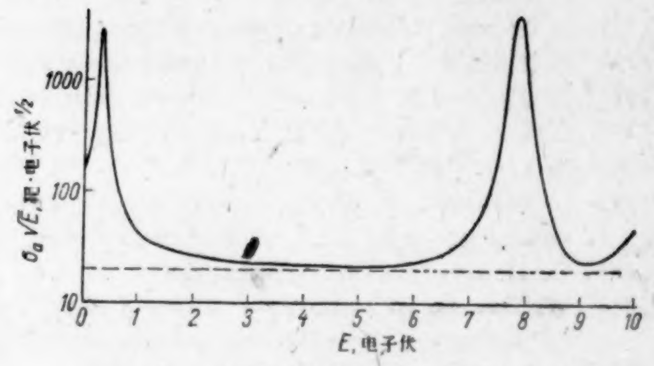


图 16 Pu^{239} 在能量为 0—10 电子伏区域內的 $\sigma_a\sqrt{E}$ 值

虛綫表示非共振項的貢献．

研究激发核各个不同能級的裂变碎片产額与质量的关系，研究裂变的 γ 射綫，测定能級的自旋等，可以更好地了解 γ 輻射及裂变过程。但是在这方面，目前只有得到初步結果的第一批文献[56,57]。

过去曾研究了几十个共振能級。在最近的将来，当选择器的分辨本領提高后，可以得到更大量的共振参量。这对于弄清裂变寬度及輻射寬度分布的图景是特別重要的。目前的数据显然是还不够的。

参 考 文 献

[1] О. Бор: Материалы международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 2. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 175.

[2] J. Wheeler: *Physica*, **22**, 1103 (1956).

[3] В. В. Владимирский, А. А. Панов, И. А. Радкевич, В. В. Соколовский: *Атомная энергия*, **III**, № 11, 444 (1957).

[4] Д. Дж. Юз: *Атомная энергия*, **4**, вып. 1,26 (1958).

[5] H. Feshbach, C. Porter, V. Weisskopf: *Phys. Rev.*, **96**, 448 (1954).

[6] V. Weisskopf: *Rev. Mod. Phys.*, **29**, No. 2, 174 (1957).

[7] E. Wigner: *Phys. Rev.*, **70**, 15 (1946).

[8] E. Wigner: *Phys. Rev.*, **70**, 606 (1946).

[9] E. Wigner, L. Eisenbud: *Phys. Rev.*, **72**, 29 (1947).

[10] T. Teichman, E. Wigner: *Phys. Rev.*, **87**, 123 (1952).

[11] G. Breit, E. Wigner: *Phys. Rev.*, **49**, 519 (1936).

[12] R. Wood: *Phys. Rev.*, **104**, 1425 (1956).

[13] R. Wood, H. Landon, V. Sailor: *Phys. Rev.*, **98**, 639 (1955).

[14] E. Melkonian, W. Havens, L. Rainwater: *Phys. Rev.*, **92** 702 (1953).

[15] F. Seidle, D. Hughes, H. Palevsky, J. Levin, W. Kato, N. Sjostrand: *Phys. Rev.*, **95**, 476 (1954).

[16] J. Marion, L. Bollinger: *Bull. Amer. Phys. Soc.*, *Ser.* II, **3**, 103 (1958).

[17] В. Сейлор: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1957, стр. 239.

[18] L. Bollinger: Proc. Intern. Conf. on the Neutron Interaction with the Nucleus. New York, September 1957.

[19] В. В. Владимирский, И. В. Кирпичников, А. А. Панов, И. А. Радкевич, С. И. Сухоручкин: Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Т. 1—Ядерная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 504.

[20] C. Porter, R. Thomas.: *Phys. Rev.*, **104**, 483 (1954).

[21] Дж. Блатт, В. Ф. Вайскопф: Теоретическая ядерная физика. М., Изд-во иностр. лит., 1955.

[22] C. Reich, M. Moore: *Phys. Rev.*, **111**, 929 (1958).

[23] R. Fluharty, M. Moore, J. Evans: Доклад № 645, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

[24] F. Shore, V. Sailor: *Phys. Rev.*, **112**, 191 (1958); F. Shore, V. Sailor: Доклад № 648, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

[25] D. Hughes, J. Harvey: Neutron Cross Sections, New York, McGraw-Hill Book Co., BNL-325 (1955).

[26] D. Hughes, R. Schwartz: Neutron Gross Sections, US AEC, BNL-325, Suppl. I (1957).

[27] D. Hughes, R. Schwartz: Neutron Cross Sections, US AEC, BNL-325, 2nd. ed. (1958).

[28] В. В. Соколовский, В. В. Владимирский, И. А. Радкевич, А. А. Панов: *Атомная энергия*, **II**, № 2, 129 (1957).

[29] L. Bollinger, R. Cote, J. Le Blanc, G. Thomas: Доклад № 687, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

[30] С. И. Сухоручкин: Диссертация, 1956.

[31] W. Havens, E. Melkonian: Доклад № 655, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

[32] N. Landen: *Phys. Rev.*, **100**, 1414 (1955).

[33] H. Goldstein: Proc. Intern. Conf. on the Neutron Interaction with the Nucleus. New York, September 1957.

[34] V. Pilcher, J. Harvey, D. Hughes: *Phys. Rev.*, **103**, 1342 (1956).

[35] C. Eggler, C. Huddlestone: *Nucleonics*, **14**, No. 4, 34 (1956).

[36] A. Sayres, C. Wu: *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, No. 10, 758 (1958).

[37] F. Farley: *J. Nucl. Energy*, **3**, No. 1—2, 33, (1956).

[38] В. И. Калашникова, В. И. Лебедев, А. А. Микаэлян, М. И. Певзнер: *Атомная энергия*, № 3, 11 (1956).

[39] B. Leonard, E. Seppi, W. Friesen: *Bull. Amer. Phys. Soc., Ser.* II, **1**. 8 (1956).

[40] J. Auclair, H. Landon, M. Jacob: *Compt. rend.*, **241**, 1935 (1955).

[41] Г. Палевский, Д. Юз, Р. Циммерман, Р. Эйзберг: *Атомная энергия*, № 4, 71 (1956).

[42] L. Bollinger: Conf. on Neutron Physics by Time-of-Flight (Gatlinburg, 1—2/XI 1956).

[43] В. И. Калашникова, Л. А. Микаэлян, В. П. Захарова, В. И. Лебедев, А. Краснушкин, П. Е. Спивак, М. И. Певзнер: Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (заседания отд. физ.-матем. наук). М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 161.

[44] Р. Личмэн: Материалы международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 2. М.. Изд-во АН СССР, 1957, стр. 225.

[45] В. И. Калашникова, В. И. Лебедев, П. Е. Спивак: *Атомная энергия*, **II**, № 2, 18 (1957).

[46] С. Я. Никитин, С. И. Сухоручкин, К. Г. Игнатьев, Н. Д. Галанина: Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (заседания отд. физ.-матем. наук). М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 87.

[47] Г. Палевский: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1957, стр. 366.

[48] G. Wright: *Proc. Phys. Soc.*, **69B**, 358 (1956).

[49] F. Brooks: Proc. First Northwest, Univ. Conference on Liquid Scintillation Counting; R. Owen: Proc. 6-th Scintillation Counter Symposium. Washington, 1958 (см. неревод: Р. Оуэн: *Атомная техника за рубежом*, № 3, 32, 1959).

[50] П. Р. Кирпичников, В. В. Окороков, С. И. Сухоручкин: *Атомная энергия*, **II**, № 3, 247 (1957).

[51] E. Seppi, B. Leonard, W. Friesen: *Bull. Amer. Phys. Soc., Ser*, II, **1**, 249 (1956).

[52] R. Cote, L. Bollinger, J. Le Blanc, G. Thomas: *Bull. Amer. Phys. Soc., Ser.* II, **1**, 187 (1956).

[53] H. Skarsgard, C. Kenward: *J. Nucl. Energy*, **6**, 212 (1958).

[54] J. Smith, E. Magleby: *Phys. Rev.*, **100**, 1266A (1955).

[55] E. Vogt: *Phys. Rev.*, **112**, 203 (1958).

[56] R. Regier et al: *Bull. Amer. Phys. Soc., Ser.* II, **3**, 6 (1957).

[57] L. Roeland, L. Bollinger, G. Thomas: *Bull. Amer. Phys. Soc., Ser.* II, **2**, 352 (1957); L. Roeland, L. Bollinger, G. Thomas: Доклад № 551, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

鐳(Ra^{226})的半衰期

戈尔什科夫 (Г. В. Горшков)
格里特欽科 (З. Г. Гритченко)
伊林斯卡婭 (Т. А. Ильинская)
庫茲涅索夫 (Б. С. Кузнецов)
希曼斯卡婭 (Н. С. Шиманская)

由于 Ra^{226} 經常采用为放射性标准制品，并广泛地应用在医疗、技术以及制备中子源等各个方面，所以对这个同位素半衰期的测定是具有重要意义的．这里援引了一些文献上的数据，并介紹了应用量热計法进行精密测定这个数值的原有的实驗工作．

对三个平衡鐳制品进行了热效应的测量，得出Ra^{226}的比放射性数值为 $(3.71\pm0.02)\cdot10^{10}$ 次蜕变/秒 1 克鐳Ra^{226}，与此相当的半衰期是 1577 ±9年．量热测量是在灵敏度为$\sim2\cdot10^{-4}$瓦的双靜定量热計中进行的．放射性制品中所含鐳的成分，是由 $RaBr_2$ 盐的直接秤量决定，而盐的純度則用光譜法来加以检驗．

1898 年皮耶和瑪丽亚·居里所发現的鐳，在放射性元素中占着特別重要的地位．在很长的一段时間中，在放射性領域內，鐳几乎是用来进行无数的各式各样的測量和研究的唯一的放射性物质．尽管后来有人工放射性同位素的采用，但即使在今天，鐳制品的用途仍然是非常广闊的：在物理上用来制取实驗室的中子源和強大的 α 粒子源；在医学上用来进行內、外的居里疗法；而在技术上則用来进行 γ 探伤和放射性测井．

鐳的衰变常量很小，所以可以方便地采用为放射性的标准源．到目前为止，在大多数的电离测量中都应用鐳的标准制品，但遺憾得很，Ra^{226} 半衰期 T 的测定却不具备足够的精确性．这样，給許多原始的和复制的国际标准样品引入天然衰变的修正带来很大的困难．应当用微分电离室(在这里鐳經常被采用为恆定的輻射源)进行测量，以及在其他测量和計算中都同样要求知道 Ra^{226} 半衰期的精确数值．

許多文献中談到 Ra^{226} 的半衰期和比放射性（1 秒內 1 克 Ra^{226} 所放出来的 α 粒子数）的数值之間存在着簡单的关系式：$Z=1.847\cdot10^{-21}T^{-1}$．这些文献大部分是在 1908—1928 年之間完成的．在表 1 中引入了这些研究工作的結果．在这些文献中，有的直接测定了 Ra^{226} 的 Z 和 T 的数値；有的是根据該文献中的数据可以計算出这二个数值．从表中可以看到：不同文献中所获得的 Z 和 T 的数值相差得很大，达到 15—20%[1]；显然，这个范围大大地超过了作者所可能产生的誤差．

在表 1 中，根据测量方法和发表日期把所有的文献加以分类．因为 Ra^{226} 的半衰期太长，不可能采取任何方法进行該元素衰变曲綫的直接测量；所以在所有这些文献中都是采用各种間接的方法来测定 T 的数值．通常，对已知一定数量的鐳，在单位时間中所放出来的 α 粒子数进行直接或間接的計算，实际上应用了关系式：

---

1) 在表 1 中 z 和 T 的数值是根据最新最正确的物理常数重新进行計算的．

表1 不同作者所获得的 Ra^{226} 的比放射性 z 和半衰期 T 的数据

作者	发表年代	文献	所获得的数据 $Z\cdot10^{10}$ 蛻变/秒1克 Ra^{226}	所获得的数据 T, 年	所采用的方法
达尼斯,杜安(J. Danysz, W. Dane)	1912	[1]	3.15	1860	1.测量已知数量 Ra^{226} 在单位时間内所放出来的 α 粒子的电流
卢瑟福,盖革(E. Rutherford, H. Geiger)	1914	[2]	3.45	1695	
爱德若夫斯基(H. Iedzeyowski)	1928	[3]	3.48	1680	
布莱迪克,凱夫(H. Braddick, H. Cave)	1928	[4]	3.65	1605	
博尔特伍德(B. Boltwood)	1908	[5]	2.94	1990	2.在鏷的溶液(Th^{230})測定 Ra^{226} 的累积速度
基特曼(B. Keetman)	1908	[6]	3.22	1820	
麦耶,史維德納(St. Meyer, E. Schweidler)	1913	[7]	3.36	1740	
格列基奇,福因(E. Gleditsch, E. Föyn)	1916	[8]	3.17, 3.54	1845, 1655	
拉烏逊,麦耶(R.Lawson, St. Meyer)	1916	[9]	3.36	1740	
格列基奇(E. Gleditsch)	1919	[10]	3.46, 3.54	1690, 1655	
格列基奇,福因(E. Gleditsch, E. Föyn)	1932	[11]	3.46	1690	
格列基奇,福因(E. Gleditsch, E. Föyn)	1935	[12]	3.46	1690	
迪尤尔(J. Dewar)	1910	[13]	3.60, 3.87	1625, 1510	3.測量已知数量 Ra^{226} 所分离出来的氡的体积
博尔特伍德,卢瑟福(B. Boltwood, E. Rutherford)	1914	[14]	3.49	1675	
沃滕斯坦因(L. Wertenstein)	1928	[15]	3.49	1675	
岡瑟(P. Gunther)	1939	[16]	3.65	1605	
卢瑟福,盖革(E. Rutherford, H. Geiger)	1908	[17]	3.57	1640	4.直接測量 Ra^{226} 或平衡 Ra^{226} 制品所放出来的 α 粒子数
赫斯,拉烏逊(V. Hess, R. Lawson)	1918	[18]	3.72	1575	
盖革,維尔納(H. Geiger, A. Werner)	1924	[19]	3.40	1720	
盖革,維尔納(H. Geiger, A. Werner)	1924	[20]	3.48	1680	
沃德,温·威廉斯,凱夫(F. Ward, C. Wynn-Wilhams, H. Cave)	1929	[21]	3.66	1600	
科曼,艾姆斯,塞德莱特(P. Kohman, D. Ames, J. Sedlet)	1949	[22]	3.61	1622	
西邦(W. Sebaoun)	1956	[23]	3.62	1617	
居里,約里奥(I. Curie, F. Joliot)	1928	[24]	3.65	1605	5.測量 Ra^{226} 制品的 α 粒子所引起的电离电流
赫斯(V. Hess)	1912	[25]	3.77	1555	6.量热測量法
沃特逊,汉德逊(S. Watson. M. Henderson)	1928	[26]	3.64	1610	
迈特納,奥特曼(L. Meitner, W. Ortmann)	1930	[27]	3.68	1590	
戈尔什科夫,希曼斯卡姬(Г. В. Горшков, Н. С. Шимонская)	1956	[28]	3.72	1575	
本文作者	1957	—	3.71	1577	

$$T=\frac{\ln 2N}{\frac{dN}{dt}}.$$

对 Ra^{226} 的比放射性进行测量时，經常会遇到一些特殊的困难：一方面要对 α 粒子絕对計数而另一方面則要确定被測量的鐳的重量(秤量). 表中所列举的每一种方法，照例，都具有其

特殊的缺点．例如在方法 1 和 5 中与必需制备薄而均匀的 RaC 层、估計其放射性的数值、以及由于放射性制品本身衰变得很快和不能精确地知道电离常数(在方法 5 中)会造成一定的誤差等困难相联系着．应用在鏷的溶液中测定 Ra^{226} 累积速度的方法（方法 2）所得到的結果显然包含着某种降低所取得的数値的系統誤差．也許，其原因可以解释为：在实驗中所应用的矿石年代不够久，或者在其中破坏了鐳和鏷之間的平衡(由于在地壳中的蘊藏条件等原因所引起的)．

按鐳制品中氡的积累测定 Z 和 T（方法3）会遇到分离和定量测量小体积气体的很大困难．

在核的常数表中，最后几項所引入的 Z 和 T 的数值是最可靠的．因为它們是采用直接計数鐳制品中所放出来的 α 粒子(方法 4)而得到的．不久以前，文献[22]和[23]就是应用这个方法在最近完成的．文献[22]的作者所应用的放射性制品，其中鐳的含量是用等分部分直接秤量的方法来确定的．每一个放射性制品的放射性是应用平行板 $2\pi\alpha$- 电离室进行测定的．在放射性制品上不断通过的气体电流带走大部分的氡和短寿命衰变产物．在考虑了氡的扩散和核的反冲損失条件下，对测量結果进行了复杂的計算．从很多放射性制品所获得的大量数据，取其平均值，最后得到这样的結果：Z 的数值为 $3.61 \cdot 10^{10}$ 次衰变/秒 1 克 Ra^{226}．它相当于 Ra^{226} 的半衰期为 1622 年．所得結果的可能誤差为 0.5%．基于文献［22］的結果，在大多数最近的論文中計算 1 克 Ra^{226} 的衰变数目时，不是采用在 1930 年国际协会上所采用的 $Z=3.7 \cdot 10^{10}$的数值[29]，而是用 $3.61 \cdot 10^{10}$ 的数值(也許，采用得太早些了)．

1956 年所发表的文献[23]中，所获得的 Z 的数值与这个数值是很相近的．文献的作者是用閃爍譜仪对一些平衡的，复盖着厚云母层的 Ra^{226} 制品进行测量的，得到了 $Z=3.62 \cdot 10^{10}$ 次衰变秒·1 克 Ra^{226} 和 $T=1617$ 年（±0.7%）．由于在这个工作中所采用的 α 粒子計数器具有很小的几何形状，因此，就可能对具有 0.15—0.20 毫居里数量級的較強的源进行测量，从而消除了引入极难确定的垫片对 α 粒子反射修正值的必要性．与文献[22]相比，在文献[23]中所应用的方法具有重要的优点：它可以对 Ra^{226} 及其派生产物所放射出来的 α 粒子能量进行分别的测量；同时也可以对恆定的平衡 Ra^{226} 制品进行测量．

另一方面，根据 γ 輻射間接测量制品中 Ra^{226} 的含量可能是相当大的誤差的原因．

应用量热法测量放射性同位素的 T 的实質在于测量已知重量 P 的同位素的热效应 Q．在这种情况下，根据放射性衰变的基本公式可得：

$$T=\frac{\ln 2N}{\frac{dN}{dt}}=\frac{\ln 2p\frac{N_0}{A}}{\frac{Q}{E}},$$

式中N_0是阿佛加得罗常数；A——相应放射性元素的原子量，E——一次衰变时在量热計中放射性元素所放出来的能量．对許多同位素来說，根据它們已知的衰变方式一般都可以精明地計算出 E 的数值，所以应用这个方法来测定 T 时只需进行一次秤量和一次量热計的测量就可以了；而这二个实驗步驟在原則上都是可以完成得十分精确的．当然，在采用这个方法时，对放射性制品的化学純度要求是很高的．任何少量的放射性或非放射性元素的杂質，特别是重元素的杂質，都会严重地影响测量的結果．显然，这个方法只适用于长寿命的放射性同位素，因为唯独它們才可能获得一定重量的很純的放射性同位素．曾經采用了类似的量热测量法对 Pu^{239}[30]和 Ac^{227}[31] 的衰变恆量进行了测量；某些作者还曾应用了这个方法测定了 Ra^{226} 的比放射性和半衰期．他們对已經分离掉短寿命派生产物的已知数量的 Ra^{226}[25]以及与这些派生产物处于平衡态的 Ra^{226}[26,28] 或累积在制品中的 Po^{210}[27] 测量了其热效应．

但是遺憾得很，在所有这些工作中，对被測量的放射性制品中所包含鐳的数量，同样是用間接的方法(一般是根据 γ 測量)来测定的. 此外，量热測量本身(1—4%)以及 E 数值的計算都是不够精确的. 1954 年曾試图对二个平衡鐳制品根据热效应的量热测量方法来估計 Ra^{226} 的半衰期，制品中的含鐳量是用电离测量[28]的方法来决定的. 引入了制品中 RaD, RaE 和 Po^{210} 的积累以及盐內，安瓿器壁和量热計本身 γ 射綫吸收的修正，并近似地考虑了被测制品和用来进行电离测量的标准制品中 γ 射綫吸收和自吸收的不同条件后，指出：与自己短寿命派生产物——一直包括到 RaC——处于平衡态的单位重量 Ra^{226} 所放出来的 α 和 β 射綫的热效应数值等于 130.6±1.5 卡/小时 · 1 克 Ra^{226}[28]. 在計算时，所采用的衰变总能量 E 的数值为 25.351 兆电子伏/次衰变. 这样所得到的数值为：$Z=(3.72\pm0.06)\cdot10^{10}$ 次衰变/秒 · 1 克 Ra^{226} 以及 $T=1575\pm25$ 年.

由于被测制品中鐳的含量是用間接的方法(其誤差值为 1.2%)测定的，因此所获得的 Ra^{226} 半衰期值是不可能要求具有很高精确度的. 为了更精确地测定 Ra^{226} 的半衰期，本文[1)] 中所应用的放射性制品，其中的含鐳量是采用直接秤量的方法来确定的. 并且，溴化鐳 ($RaBr_2$) 的純度是用光譜法来检驗的. 这种放射性制品是按一般鐳的生产工艺流程制备的，但还必需再加上一道溴結晶的工序. 放射性制品 Ra—I 和 Ra—II 都經过了十次的再結晶，而制品 Ra—III 则經过了十五次再結晶.

在表 2 中引入了这些制品的 $RaBr_2$ 秤量結果，在焊封安瓿之前，假如对制品进行強热（不超过 200℃）就可以保証除去盐中的結晶水.

为了检驗 $RaBr_2$ 盐的化学計量常数，在制备鐳制品过程中，曾在进行了所有的主要测量之后，把制品中的一个(Ra—III)組成硫酸鐳，并且再重新进行秤量. 溴化鐳和硫酸鐳的重量差值低于 0.5%. 用溴化鋇的专門实驗也同样可以証明：$RaBr_2$ 的化学組成并沒有改变. 我們曾經取了一些剂量的 $RaBr_2$ 煅烧到 600℃，然后再用硝酸銀使溴沉淀. 經过煅烧和未經煅烧的 $BaBr_2$ 样品的 $Br/BaBr_2$ 比值在 0.1% 以下是相等的.

在表 2 中除了秤量的結果，还引入了一些其他数据和表征个别制品的参量：焊接日期；內

表 2　鐳制品的特征数据

放射性制品	安瓿的焊封日期	玻璃安瓿的参量，毫米					安瓿内的充满程度，毫米	$RaBr_2$ 的重量，毫克	$RaBr_2$ 的密度，克/厘米³	1 毫克当量制品的数值		1 毫克当量放射性制品与 $BaBr_2$ 重量之間的比值
		外安瓿		內安瓿		长度				制造厂的数据	全苏度量衡科学研究所的数据	
		外直径	内直径	外直径	内直径							
Ra-I	1955年7月14日	4.0	3.3	7.3	6.4	70	16	274.8	2.08	158	157.0±0.7	0.5742
Ra-II	1955年9月17日	4.8	3.7	6.7	5.8	71	20	305.8	1.47	176	175.6±0.9	0.5713
Ra-III	1955年10月12日	4.4	3.6	6.35	5.35	71	18	256.3	1.45	148	147.7±0.7	0.5760

外玻璃安瓿的大小以及根据玻璃安瓿中充滿程度的粗略估計所計算出来的溴化鐳的近似密度. 在表中同时还引入了制造厂和全苏度量衡科学研究所(ВНИИМ)对这些制品进行电离测量的結果. 在表的最后一栏中表示 1 毫克当量的放射性制品 J（根据 ВНИИМ 的测量）和盐的重量 P 之間的比值. 对于純的鐳制品这个比值应該等于 $\frac{226.05}{385.88}=0.5858$，所以，获得这个比

1) 关于本項工作結果的簡短預訊曾在“实驗和理論物理杂志” **34**, 576(1958)上載刊过.

值較小的結果表明:或者是在溴化鐳盐中含有显著量的杂質,或者是在进行电离测量时减少了制品中鐳的含量.

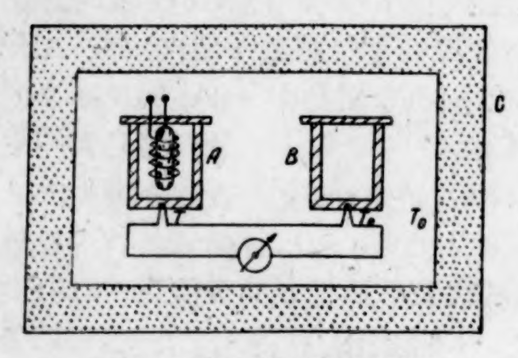


图 1 双靜定量热計原理图

苏联科学院鐳学研究所采用了双静定量热計的方法，对放射性制品的放射性强度进行了测量[32]．图 1 就是这类量热計的示意图，从图中可以清楚地知道这类量热計的工作原理．在保持恆温的实心外壳 C 的內部有二个单独的量热計圓筒 A 和 B;在其中之一,例如 A 內放置着被测量的热源,它就加热圓筒． 另一个圓筒 B 是用来作为零点温度用的,其温度值等于 T_0. 在現有的量热計結构条件下,当这二个量热計圓柱筒表面处于热平衡时,就建立了仅仅与被測热源強度有关的温差 $T-T_0$. 可以証明:在某些簡化的条件下,这个温差的数值与热源強度 W 和量热筒外表面积 S 之間存在着下列的关系式:

$$T - T_0 = \alpha\frac{W}{S}, \tag{1}$$

式中比例系数 α, 一般称为放热系数或外导热系数,它与量热計的表面性質和周围介質的热性質有关.

式(1)是从另一个更普遍的式(2)所得到的. 式(2) 表示在这类量热計中任意选定时刻 t 的温差:

$$T - T_0 = \alpha\frac{W}{S}\left(1 - e^{-\frac{S}{\alpha c}t}\right), \tag{2}$$

式中 c 表示量热計圓柱筒——被測量制品系統的热容量. 从这个式子中順便指出,建立热平衡所需的时間以及每次測量的持續时間是与量热計的热容量及其表面积有关的. 我們称 $\lambda_0=$

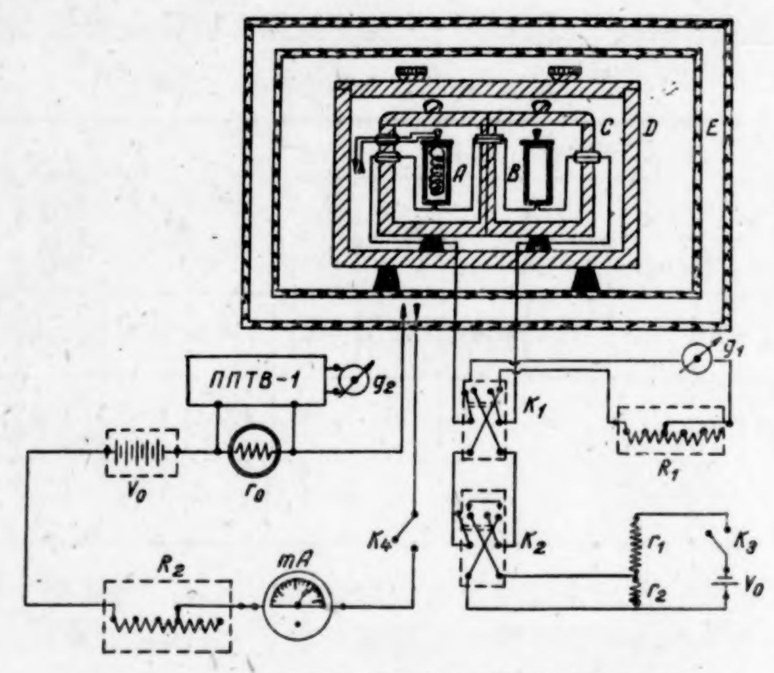


图 2 本文所采用的量热計仪器装置綫路图

A, B——量热計圓筒; C, D——銅屏; E——恆温器.

电路图: g_1g_2——电流計; R_1R_2—"KMC-6" 型的 10 万欧姆电阻箱; r_0——1 或 10 欧姆的标准电阻; r_1—20 欧姆的导綫电阻, r_2——50万欧姆的导綫电阻, ППТВ-1——高阻电位計; mA—"MC-16" 型毫安計; V_0——惠斯登标准元件 V——2 至 20 伏的蓄电池或干电池 $K_1K_2K_3K_4$——开关.

$\frac{S}{\alpha c}$为量热計的慣性常数，在每种情况下，都是由量热計圓筒的加热实驗曲綫：

$$T - T_0 = f(t)$$

来决定的.

对我們所应用的量热計来說 λ_0 約等于 0.04 分$^{-1}$，因此每进行一次測量需要2—3 小时. 在后面所描述的測量中，所应用的量热計的其他一些主要性質是：量热計圓筒的內直径和外直径分别为 16 和 18 毫米；其高度为 85 毫米. 这二个圓筒放在厚实的銅屏 c 的里面. 銅屏是由二个相連的厚銅壁（壁厚約为 6 毫米）的圓筒所构成的，里面的量热計圓筒和外面銅屏之間的空隙是 3 厘米.

为了減少輻射損失热量，銅屏的內表面和量热計圓柱筒 A、B 的外表面都經过拋光和鍍銀. 銅屏 C 放在厚实的銅箱 D 內，为了避免温度的迅速变化，銅箱又放置在恆温器的里面的. 图 2 就是在我們測量中所应用的量热計的綫路图. 放置量热裝置的实驗室温度应該在±0.2℃的范围內保持恆量. 采用簡单的接触温度計控制的継电器和一个或二个普通的热通风机构成的自动装置即可做到这一点. 此外，在量热計的"零点"圓筒中放置着"补償"热容量的介質，这样就可以大大地減小周围介質温度变化的影响.

二个量热計圓筒之間的温差是应用銅-康銅热电偶的热电法測定的. 在图 2 上同时还包括了刻度綫路和測量綫路的总电路图.

开关 K_1 是完全由銅制成的，这样就可以消除产生热电动势的可能性. 在这个开关中所采用的交叉連接，可以除去电流計导綫中所产生的热以及接触电位差的影响.

开关 K_2 可以固定电流計的零点位置，并且根据惠斯登标准元件可以监督电流計的灵敏度；假如串联上电阻箱 R_1，就可以改变这个灵敏度；因而也就改变了測量的范围. 量热計的刻度是借助于錳鎳銅或鎳銅合金所制成的刻度綫圈用电学方法进行的.

根据"ППТВ-1"型高阻电位計电路中标准电阻 r_0 上的电压降，就可以决定刻度綫圈中的电流强度. 在刻度量热計时确定了电流計的偏轉和加热器中电流所发出的热功率的关系. 图 3 所示的就是在我們所感兴趣的热效应范围（18—24 卡/小时）中的刻度曲綫.

我們所采用的鐳制品所发出的热量就恰好在这个范围中. 从这曲綫中可以知道：量热計的灵敏度等于 $2 \cdot 10^{-4}$ 瓦/毫米，当采用电压常数为 $3 \cdot 10^{-7}$ 伏/毫米·米的同样的測量电流計时，这个量热計可以很稳定地工作，其灵敏度很高，約 $2—4 \cdot 10^{-5}$ 瓦/毫米的数量級. 我們在每一个量热計圓筒中安置着几对（5—10 对）銅—康銅热电偶，为了絕緣起見，热电偶应装在細薄玻璃管中，并用虫胶把它們固定在圓筒底部的相应小孔中.

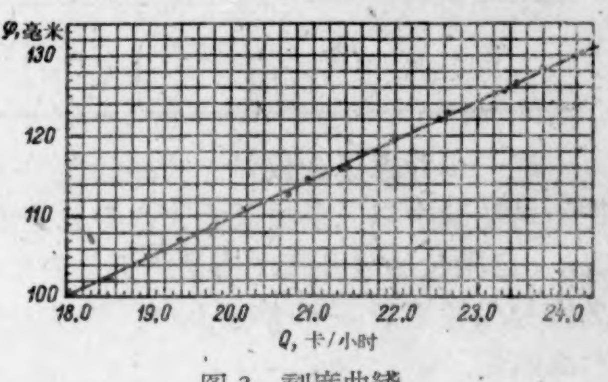


图 3 刻度曲綫

曾經安置了許多专門实驗研究了所用量热計装置的各种性質，測定了慣性常数 λ_0，研究了量热計圓筒表面反射能力的影响以及在量热計中的热传导条件. 也研究了刻度曲綫与量热計圓筒和外面銅屏之間空隙大小的关系；証明了：温度差的平衡数值 $T - T_0$ 与被測制品的热容量、热源在量热計圓筒內的位置及其內部的热传导条件无关. 为了完全消除可能产生的其他一切效应的影响，在进行量热計的刻度时，所应用的刻度加热器的綫圈应尽可能維持被測制品中原有的放热和热交换条件. 曾經使用这个仪器对不同数值的热效应进行过測量，并特殊地注意到它們所能达到的精确度；表明：在現有的恆温条件下，对大于 5—10 卡/小时的热效应进行

測量时，其誤差約为 0.3—0.5%．測量誤差的形成主要是对电流計的偏轉計算不够精确以及电流計的灵敏度不够稳定．在繪制刻度曲綫时，測量加热器中所产生的热功率的誤差小于 0.1%．

曾对鐳制品进行了三組量热測量，每二次測量之間的相隔时間約二个月．表 3 中引入了各組量热測量的結果 Q，其数值是与制品在焊封时的热效应数值 Q_0 相对应的．还援引了每个制品的平均值 $\bar{Q}_0$．在計算 Q_0 时，还考虑了从焊封安瓿至測量时所生成的 RaD，RaE 和 Po^{210} 所产生的热效应 Δq_t．根据最近的数据来計算这些修正值：Po^{210} 的 α 粒子能量为 5.3006 兆电子伏[33]；RaE 的 β 譜的平均能量为 320 千电子伏[34]；RaD 的衰变能量为 48.5 千电子伏[35]；这些元素的 T 值分别为 138.4 天[36]、5.013 天[37] 和 19.4 年[38]．

表 3 鐳制品的量热測量

实驗組别	放射性制品								
	Ra–I			Ra–II			Da–III		
	Q	Δq_t	$Q_0=Q-\Delta q_t$	Q	Δq_t	$Q_0=Q-\Delta q_t$	Q	Δq_t	$Q_0=Q-\Delta q_t$
第 1 組12—15/Ⅻ1956年	21.06 21.22 21.23 21.25 21.30	0.144	20.92 21.08 21.09 21.11 21.16	23.20 23.26 23.29 23.42 23.53	0.144	23.06 23.12 23.15 23.28 23.37	19.66 19.70 19.72 19.92	0.116	19.54 19.58 19.60 19.80
第 2 組6—9/Ⅱ1957年	20.31 21.11 21.07 21.05	0.164	20.65 20.95 20.91 20.89	23.09 23.11 23.51 23.47 23.37	0.168	22.92 22.94 23.34 23.30 23.20	19.57 19.67 19.77 19.76	0.141	19.43 19.53 19.63 19.62
第3組，23—30/Ⅲ1957年	21.08 21.12 21.12 21.12	0.183	20.90 20.94 20.94 20.94	23.42 23.42 23.52	0.190	23.23 23.23 23.33	19.63 19.60 19.72	0.159	19.47 19.44 19.56
平 均 值	—	—	20.96± ±0.03	—	—	23.19± ±0.04	—	—	19.55± ±0.03

进一步考虑了在放射性制品的盐內（自吸收）、安瓿（由壁厚为 0.5 毫米的黄銅容器所保护）的玻璃中以及量热計圓筒本身几毫米厚的銅壁中吸收了一部分 γ 射綫而产生的热效应 Δq_r．自吸收效应是用图表法近似估計的．同时取在 $RaBr_2$ 盐中 Ra^{226} 平衡制品的 γ 輻射有效质量吸收系数 μ-σ_s 等于 0.65．这些計算表明：在制品本身中应該吸收掉 1.6—1.7% 的 γ 輻射总能量．

根据鐳源的 γ 輻射在玻璃、黄銅和銅中的实驗吸收曲綫就可以估計出在相应的物质中 γ 輻射的吸收程度，从这些曲綫中可以知道：在玻璃中的吸收修正为 1%，而在量热計和保护容器的銅和黄銅壁中的修正值为 3.5%．由于在平衡鐳制品中 γ 輻射在总能量的組成中只占 7.0%[39]，因此吸收 γ 輻射而引起的热效应的增加仅仅为 0.43%．在表 4 的最后第二項是 $Q_{\alpha+\beta}=Q_0-\Delta q_r$，即相应的鐳制品中仅仅由于吸收了較易吸收的放射性輻射（α 射綫；反冲核；β 粒子以及轉換电子）以及伴随轉換过程的大部份伦琴射綫而产生的热效应．在計算 $Q_{\alpha+\beta}$ 时，还考虑了不被量热計吸收的轫致輻射能量的修正 Δq_T，在我們的情况下，它很小（約0.03%）．故可以忽略．

表 4 1克 Ra^{226} 的热效应

放射性制品	$RaBr_2$ 的重量,毫克	杂质含量,%	Ra^{226} 的重量,毫克	1毫克当量的放射性制品	热效应毫卡/小时		1克 Ra^{226} 的热效应 $\alpha+\beta=\frac{Q_{\alpha+\beta}}{p}$, 卡/小时·1克 Ra^{226}
					Q_0	$Q_{\alpha+\beta}=Q_0-\Delta q_\gamma+q_T$	
Ra—I	274.8	0.17	160.7	157.0	20.96	20.88	129.20
Ra—II	305.8	0.20	178.8	175.6	23.19	23.10	129.90
Ra—III	256.3	0.18	149.9	147.7	19.55	19.48	129.95

平均值 $\frac{Q_{\alpha+\beta}}{p}=q'_{\alpha+\beta}=129.70$

根据 $Q_{\alpha+\beta}$ 的数值，我們計算了单位重量（1克 Ra^{226}）的热效应数值 $q'_{\alpha+\beta}$，相应的数据列在表 4 的最后一項中.

同时还考虑了所有制品的光譜定量分析結果，根据銅火花方法所进行的分析結果表明：在所有的三个放射性制品中，仅仅包含着极少量的杂質；周期表中第二族的某些元素. 在所有的情况中杂質的总重量不超过放射性制品总重量的 0.2%. 在計算比值 $Q_{\alpha+\beta}/p$ 和 $q'_{\alpha+\beta}$ 时，我們考虑了在每一个放射性制品中所有的 α 杂質总含量. 从表 5 中可以看到；这个比值对三个样品来說都是差不多相等的. 我們所获得的数值 $q'_{\alpha+\beta}$ 和 $\bar{q}'_{\alpha+\beta}$ 的平均值 129.7卡/小时·1克 Ra^{226} [1] 之間的差异不超过 0.4%. 这个数值的誤差約为 0.5%. 它是由量热测量誤差 (0.4%)、秤量誤差(0.2%)以及各个修正系数的誤差(0.1%)加在一起而得到的.

光譜分析的誤差为 50%，而反映在 $q_{\alpha+\beta}$ 最后結果上的誤差为 0.1%.

当把 $p=0.5858$、P、$(1-\alpha)$ 的值和1毫克当量的放射性制品的相应值 J 进行比較时发現(表 4)：前者的数值要比后者的数值大得多[2]（平均約大2%）. 这样看来，在进行电离测量时，放射性制品中的含鐳量大大地減少了. 其实这是必然的結果：

首先，因为在全苏度量衡科学研究所中进行 γ 测量时，所应用的主要标准制品 $X1$ 含鐳量为 14.45毫克，这样就比我們的放射性制品中的含鐳量少得多；其次，該标准制品并沒有焊封在第二个玻璃安瓿中. 假如同时还考虑到在內安瓿的厚壁中所存在的某些差別，那末后一个原因将在我們的制品中減少 0.5—0.7% 的含鐳量. 我們所进行的計算还进一步表明：在 15 和 150 毫克的鐳制品中，γ 輻射的自吸收具有显著的差別且其数值达到0.8%. 由此可見：数值 J 和 P (1.3—1.6%)之間所預計的差別，接近于实驗中所观察到的数值.

从 $q'_{\alpha+\beta}=129.7$ 卡/小时·1克 Ra^{226} 的数值中，可以直接計算出与此有关的 Ra^{226} 的半衰期.

表 5 中援引了不同的鐳系元素在每一次衰变时所放出的能量值 E_i. 因为在計算放射性制品的各种热效应时，不同形式的放射性輻射之間的能量分布是很重要的(为了估計放射性輻射被量热計所吸收的程度). 所以在表 5 中还援引了 α 輻射(考虑了反冲核的能量)、β 輻射、轉換电子以及与輻射轉換过程伴生的伦琴射綫所产生的能量值 E_{ik}. 在这个表中同时还列入了每一个鐳系元素的 γ 輻射总能量，其数值是根据 Ra；RaB RaC和 RaC′ 的 γ-譜中，每一条譜綫

1) 对1克 Ra^{226} 的 α 和 β 輻射所产生的热效应，我們所获得的数值 $\bar{q}'_{\alpha+\beta}$ 要比文献[39]中的数值 $q'_{\alpha+\beta}=130.5$ 卡/小时·1克 Ra^{226} 少許小一些. 在文献[41]中应用了微量热計对三个国际鐳标准制品进行了比較；穿过 1.84 毫米厚的鉛时，1克 Ra^{226} 的輻射热效应数值为 130.2卡/小时，这应該是和 $q_{\alpha+\beta}=128.3$ 卡/小时1克 Ra^{226} 的数值相当的.

2) 直接从 Ra—III 所制成的鐳制品 $RaSO_4$ 中鐳的重量与1毫克当量制品之間也存在着同样的差值(表 2). 考虑了制品中杂質含量的鐳的重量为 148.2 毫克，而1毫克当量的 J 制品的含鐳量等于 145.3 毫克当量，所以这二个数值的差值，仍然和以前一样，約等于 2%.

在文献[42]中詳細地敘述了在电离测量时，苏联的国家标准鐳制品和被测制品中由于吸收了 γ 輻射而形成的系統性地減少含鐳量等問題.

表 5　Ra^{226} 系的元素一次衰变所放出的平均放射性輻射能

元　素	一次衰变时的平均能量(千电子伏)					
	α輻射，E_α	β粒子，E_β	轉換电子和伦琴射綫 E_e, E_x	γ量子，E_γ	$E_{\alpha+\beta}=E_\alpha+E_\alpha+E_\beta+\bar{E}_e+E_x$	$E_{\alpha+\beta+\gamma}=E_{\alpha+\beta}++E_\gamma$
Ra	4854.1	—	5.3	5.8	4859.4	4865.2
Rn	5585.3	—	—	0.4	5585.3	5585.3
RaA	6110.1	—	—	—	6110.1	6110.1
RaB	—	220	70.1	179.4	290.1	469.5
RaC	1.7	650	13.2	1598	664.9	2262.9
RaC′	7825.3	—	—	—	7825.3	7825.3
RaC″	—	0.2	—	1.0	1.2	1.2
ΣE_i	24376.5	870.2	88.6	1784.1	25335.3	27119.4

注：$E_{\alpha+\beta}=25335.3$ 兆电子伏/Ra^{226}・1 次衰变；$q_{\alpha+\beta}=129.24$ 卡/小时・1 居里 Ra^{226}；$E_{\alpha+\beta+\gamma}=27119.4$ 兆电子伏/Ra^{226} 衰变；$q_{\alpha+\beta+\gamma}=138.34$ 卡/小时・1 居里 Ra^{226}.

的相对強度的数据以及 1935 年的文献[39]中关于 Ra^{226} 平衡制品中 γ 輻射热效应的实驗数据(9.1卡/小时 1 克 Ra^{226})而計算出来的．表 5 和相应的 E_i 能量数値表[29]的差別很小．最近的工作仅仅精确化了 RaB 和 RaC β譜的平均能量值；这些制品中的轉換电子数以及某些其他的数据有一些改变．和自己短寿命派生产物处于平衡态时，1 居里 Ra^{226} 容易吸收輻射的能量为 $E_{\alpha+\beta}=25.335$ 兆电子伏/Ra^{226} 和 $q_{\alpha+\beta}=129.24$ 卡/小时・1 居里 Ra^{226}（1 居里 $=3.7\cdot10^{10}$ 次衰变/秒）．显然，$E_{\alpha+\beta}$ 和 $q_{\alpha+\beta}$ 数値的誤差不大于 0.3%．因为，产生大部分能量的 α 粒子能量值其精确度不低于 0.1 甚至 0.05%,测量 β 譜的平均能量和轉換电子能量的誤差要大得多．可能这个誤差值不小于 3—5%．但由于在鐳制品的总能量平衡中,这部分能量总共只占 3.8%，所以由于这些数値的不精确所引起的誤差将不超过 0.2%．

根据上述 $q_{\alpha+\beta}=129.24$卡/小时・1 居里 Ra^{226} 的数据，对 Ra^{226} 来說我們可以求得 $Z=(3.71\pm0.02)\cdot10^{10}$ α 粒子/秒・1 克 Ra^{226} 和 $T=1577\pm9$ 年．

我們所获得的 Z 和 T 的数値和国际协会上所采用的数値（$z=3.70\cdot10^{10}$ 次衰变/秒・1 克 Ra^{226}；$T=1580$ 年)很相近．但却与文献[22]和[23]中的数値有显著的差別($z=(3.61-3.62)\cdot10^{10}$ 次衰变/秒・1 克 Ra^{226}；$T=1617—1622$ 年)．为了弄清楚类似差別的原因，应用这些文献中曾經采用过的方法以及应用其他可能的方法对这些重要数値进行再次的测定是很有意义的工作．

作者对参加量热测量和部分計算工作的馬尔蒂諾夫（Ю. С. Мартынов）深表謝意；同样感謝斯米尔諾夫(Б. К.　Смирнов)保証了鐳制品的制备工作，斯达利克（И. Е. Старик）和齐夫（Д. М. Зив）提出了宝貴的意見，并討論了本文的結果．

邹　雅　周　廉譯

参　考　文　献

[1] J. Danysz, W. Duane. *Compt. rend*, **155**, 500 (1912).
[2] E. Rutherford, H. Geiger. *Philos. Mag.*, **28**, 320 (1914).
[3] H. Iedzeyowski: *Ann. phys.*, 9, 128 (1928).
[4] H. Braddick, H. Cave: *Proc. Roy. Soc.*, **A121**, 367 (1928).
[5] B. Boltwood: *Amer. J. Sci.*, **25**, 493 (1908).
[6] B. Keetman: *Jahrb. Rad. Elect.*, **6**, 271 (1909).
[7] St. Meyer, E. Schweidler: *Wien. Ber.*, **122** 1091 (1913).

[8] E. Gleditsch, E. Föyn: *Amer. J. Sci.*, **41**, 112 (1916).
[9] R. Lawson, St. Meyer. *Wien. Ber.*, **125**, 723 (1916).
[10] E. Gleditsch: *Arch. Math. Naturwidenskab.*, **36**, 110 (1919).
[11] E. Gleditsch, E. Föyn: *Amer. J. Sci.*, **24**, 387 (1932).
[12] E. Gleditsch, E. Föyn: *Amer. J. Sci.*, **29**, 233 (1935).
[13] J. Dewar: *Proc. Roy. Soc.*, **A83**, 404 (1910).
[14] B. Boltwood, E. Rutherford: *Philos. Mag.*, **22**, 586 (1911); **28**, 320 (1914).
[15] L. Wertenstein: *Philos. Mag.*, **6**, 17 (1928).
[16] P. Gunther: *Z. phys. Chem.*, **A185**, 367 (1939).
[17] E. Rutherford, H. Geiger: *Proc. Phys. Soc.*, **A81**, 141 (1908).
[18] V. Hess, R. Lawson: *Wien. Ber.*, **127**, 405 (1918).
[19] H. Geiger, A. Werner: *Z. Phys.*, **21**, 187 (1924).
[20] H. Geiger, A. Werner: Tätigkeitsber. Phys. Techn. Reichsamsalt., **47** (1924).
[21] F. Ward, C. Wynn-Williams, H. Cave: *Proc. Roy. Soc.*, **A125**, 713 (1929).
[22] P. Kohman, D. Ames, J. Sedlet: NNES, **14B**, 1675 (1949).
[23] W. Sebaoun: *Ann. phys.*, **1**, 680 (1956).
[24] I. Curie, F. Joliot: *Compt. rend.*, **187**, 43 (1928).
[25] V. Hess: *Wien. Ber.*, II a, **121**, 1419 (1912).
[26] S. Watson, M. Henderson: *Proc. Roy Soc.*, **A118** 318 (1928).
[27] L. Meitner, W. Ortmann: *Z. Phys.*, **60**, 143 (1930).
[28] Г. В. Горшков, Н. С. Шиманская: *Атомная энергия*, № 5, 86 (1956).
[29] M. Curie, A. Debierne etc: *Rev. Mod. Phys.*, **3**, 427 (1931).
[30] J. Stout, W. Jones: *Phys. Rev.*, **71**, 582 (1947).
[31] Н. С. Шиманская, Е. А. Яшугина: *Атомная энергия*, №5, 133 (1956).
[32] Н. С. Шиманская: *Тр. Радиевого ин-та* АН СССР, **7**. 198 (1956).
[33] G. Briggs: *Rev. Mod. Phys.*, **26**, 1 (1954).
[34] J. Zlotowski: *Phys. Rev.*, **60**, 483 (1941).
[35] C. Wu: *Phys. Rev.*, **91**, 319 (1956).
[36] J. Eichelberg, K. Jordann, S. Orr, J. Parks: *Phys. Rev.*, **96**, 719 (1954).
[37] J. Robert, J. Tobailem: *J. Phys. et radium*, **17**, 440 (1956).
[38] J. Tobailem: *J. Phys. et radium*, **16**, 235 (1955).
[39] J. Zlotowski: *J. Phys. et radium*, **6**, 242 (1935).
[40] M. Fred, N. Nachtrieb, F. Tomkins: *J. Opt. Soc. America*, **37**, No. 4, 279 (1940).
[41] W. Mann: *J. Res. Nat. Bur. Standards.*, **53**, 270 (1954).
[42] Г. В. Горшков, Ф. М. Караваев, Н. С. Шиманская: *Измерительная техника*, **3**, 52 (1959).

簡　報

分段的反应堆系統[1]

杜鮑夫斯基 (Б. Г. Дубовский)

分段的反应堆系統是一个高能量負荷临界堆(点火中子源)和相联的次临界段（中子增殖段)的組合体. 在临界堆和第一个次临界段的边界上,同样在次临界段的每个边界上都沒有中子閥門,它只允許中子向一个方向移动.中子閥門由对热中子是黑体的 U^{235} 层、鎘层(采用釷层或极貧鈾层更有利)和慢化剂层組成. 允許中子从鈾向慢化剂移动. 鈾层靠近临界堆或前一个次临界段. 次临界段的增殖系数由其次临界度所决定.

从次临界段逃出的絕大多数中子不能通过中子閥門向反方向流过, 因为中子在慢化区內被慢化和在吸收层內被吸收.

本文与鮑尔斯特 (Борст)[2] [1] 文章互不依賴的, 在本文內叙述了收斂系統 (конвергатронная система) 中分开次临界系統的中子閥門, 这个收斂系統应該消除在事故状况下反应堆功率增长的不可控制的可能性. 为了提高中子閥門的有效性在鎘层附近加一薄水层或其他含氫物质层更好, 因为氫对分裂能譜快中子的散射截面要比对慢中子小得多, 氫层按中子閥門允許的方向放过快中子和将阻碍慢中子和热中子落到吸收层中.这样,水层当以快中子对一个方向点火时就具有了閥門性质. 所以在吸收层中被吸收的中子数将減少很多. 欧尔落夫 (Орлов В. В.) 所进行的計算表明, 当水层約为 2 厘米时中子通过閥門的系数可能达到 0.9. 必須指出,中子閥門可以"联接"任何类型的反应堆,其中包括快中子和中能中子堆. 次临界段的能量释出使分裂同位素的燃耗深度增加很多. 为了說明这一点, 这里給出分段反应堆系統的必要参数,此分段反应堆系統有与第一个原子能电站相同的柵格[3]:

柵格增殖系数	1.38
中子总漏失,%	28
通过側面中子几何漏失,%	12
通过中子閥門和参加次临界段增殖的临界反应堆中子百分数,%	10
次临界段的有效增殖系数 Кафф, 当次临界段工作的功率等于临界反应堆功率时	0.9

通过考虑次临界装置形状的影响(环状段)而減少装載量或者通过在柵格中装載燃烧过的放热元件的办法可以使次临界段的有效增殖系数等于 0.9. 由于后备反应性在原子电站反应堆的一个燃烧周期中为 0.03,因此燃料的燃耗深度可以增加 1—2 倍. 在次临界段的能量释出可以在 Кафф <1 时进行,为了得到极大的热中子通量, 这种情况允許采用分段反应堆的系統. 眞的,在与临界堆內的中子增殖和漏失参数值相同时,次临界段中的热利用系数可能由于結构材料的增加而随 Кафф 数值而減少. 这样,就存在在相同热負荷的情况下增加热中子通

1) 本文曾在 1957 年苏联部长会議所属和平利用原子能总局物理研究所学术委員会物理組会上报告过.

2) 中子閥門于文献[2]中同样危险.

量的可能性．对原子电站反应堆的栅格来說，Kaфф 从 1 減至 0.7 可使热中子通量增加約二倍．

为了得到极大热中子通量，采用“收斂”的分段反应堆系統是有利的，这里外层环状临界点火反应堆向相邻內层次临界段用中子点火，而这个次临界段又向其相邻的中央段点火． 在这种“收斂”分段反应段系統中中子閥門允許中子从边区向中心移动．对于在脉冲中得到极高中子通量的脉冲工作情况，分段反应堆系統的使用有着很大前途．

最后，向克拉辛(Красин)、鮑达連科(Бондаренко)和盖拉謝夫(Герасев)对本工作給于关心和給予有价値的建議而表示感謝．

参　考　文　献

[1] L. Borst: *Phys. Rev.*, **107**, 905 (1957).
[2] В. Г. Дубовский, А. В. Камаев, Е. Ф. Макаров: *Атомная энергия*, **II**, № 3, 279 (1957).
[3] А. К. Красин, Б. Г. Дубовский, Е. Я. Доильницын, Л. А. Маталин, Е. И. Инютин, А. В. Камаев, М. Н. Ланцов: *Атомная энергия*. № 2,3 (1956).

重水密度的实驗研究[1)]

里夫金(С. Л. Ривкин)

温度达 300℃，压強达 100 公斤/厘米^{2}时的重水密度用定容微压表研究． 試驗液体要在已知温度和大气压力下装进微压表內，因为在上述条件下液体密度很容易测出（精确度約达 0.003%[1]）．根据微压表的体积和液体的密度得出液体在微压表內的原始量． 然后将装有液体的微压表放在高压恆温器內．微压表的体积利用将液体封閉在毛細管內的水銀来固定．加热时液体就膨胀． 如果压力增加到規定的数値并从微压表內放出部分液体，可以恢复封閉液体的水銀的原有平面． 将微压表放出的那一部分液体数量称过以后，就能得到試驗液体的密度．此时要算进微压表体积因温度变化而变化的相应修正量以及位于恆温器以外的微压表毛細管，也就是所謂中介体积內的液体数量变化的修正量．

图 1 是实驗装置的示意图．加压鍋由其下部和上部的厚壁管子用法兰盘連接組成，不銹鋼制的带有盖板和底板的空心圓柱体微压表就置于鍋內． 微压表底板上焊有二根內徑为 0.3 毫米的不銹鋼毛細管．其中一根經閥門 5 同微压表的供水系統相連，并經閥門 7 同排出管相連．另一根通过轉接管与玻璃毛細管用白金焊住(表示水銀平面之用)．玻璃毛細管伸至为微压表封閉試驗液体用的水銀座內． 白金焊接处要置于恆温器以外，这样水銀也就全部处在接近室温的温度范围以內．

重水在微压表內受到热倍加器（M 和 Б 瓶）系統通过閥門 8 和控制供氮速度的观察段 16 向加压鍋放出的氮气的压縮．进入加压鍋的氮气不断从水銀座里将水銀挤至微压表并压縮重水到所需压力．这样一来，使微压表避免了单向压力．

加压鍋上部装有恆温器，它是由銅制的主体和二个端接部分組成，恆温器上装有由稳压电源供电的电热器．

微压表体积通过 12 次单独测量所得之平均値在温度为 20℃ 时测定为 118.160±0.005 厘

1）本文是 1957 年全苏热工研究所科学技术会議上的报告．

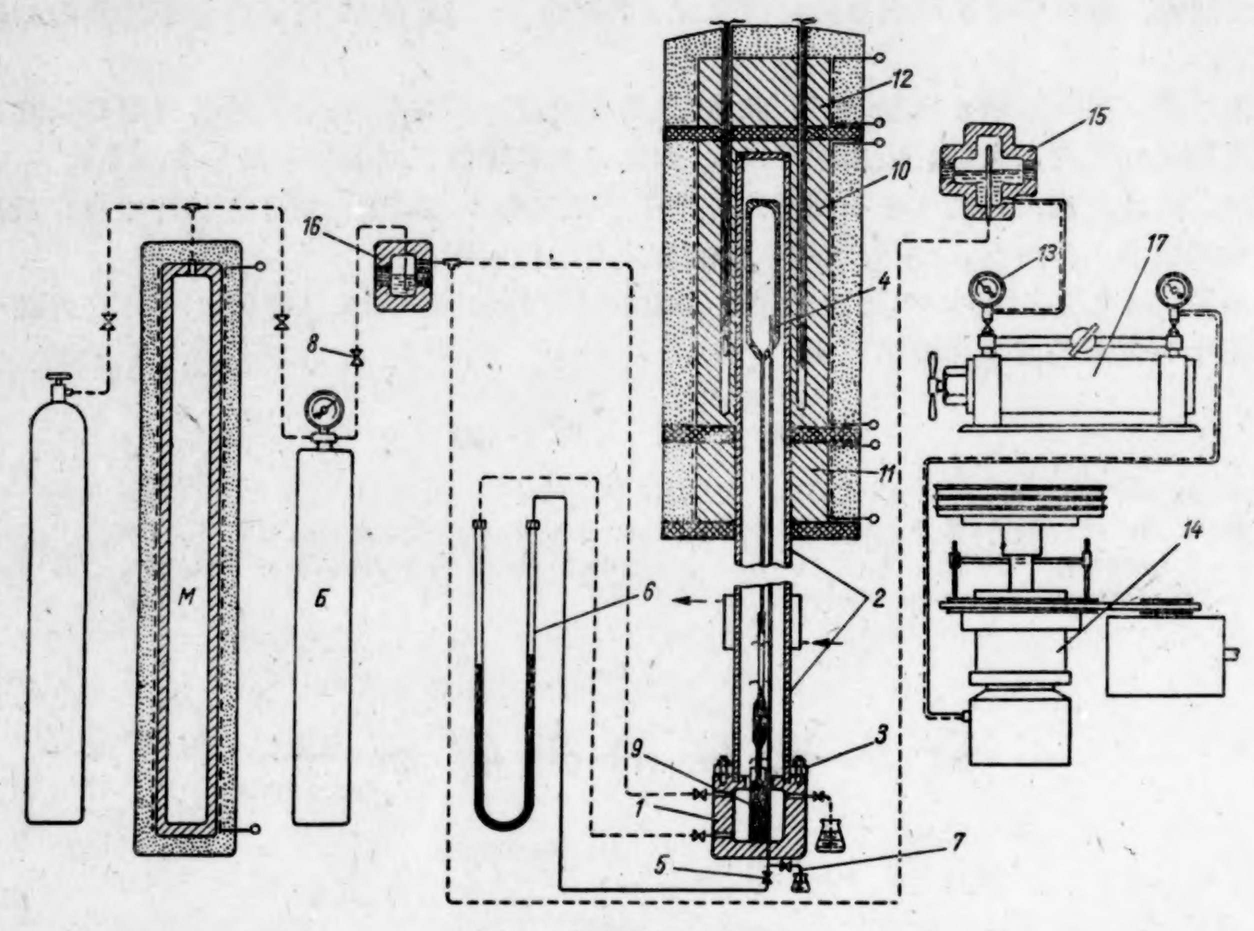


图 1　实驗装置示意图

1——下部加压鍋；2——加压鍋管子；3——法兰盘連接；4——微压表；5——閥門；6——微压表的供水系統；7——排出閥；8——供氮閥；9——水銀座；10——恆溫器主体；11——下部恆溫器；12——上部恆溫器；13——弹簧压力計；14——活塞压力計；15——断路容器；16——向加压鍋供氮速度观察段；17——油压机；*M* 和 *Б*——热倍加器瓶．

米³．另外一个仅在某些实驗中使用的微压表之体积为 104.448±0.005 厘米³．

装 D_2O 的微压表不恆溫（中介）部分的体积約为其測量部分体积的 0.12%．中介体积的主要部分是处在室溫范围以內，而且在这个体积內 D_2O 的数量变化在实驗中任何条件下都小于 1%．因此上述这个情况，即便不考虑它的数量变化，也不会使誤差 >0.001%．中介体积在过渡溫度（从恆溫器溫度到室溫）范围以內只有微压表体积的 0.02%，完全有把握考虑得到的．

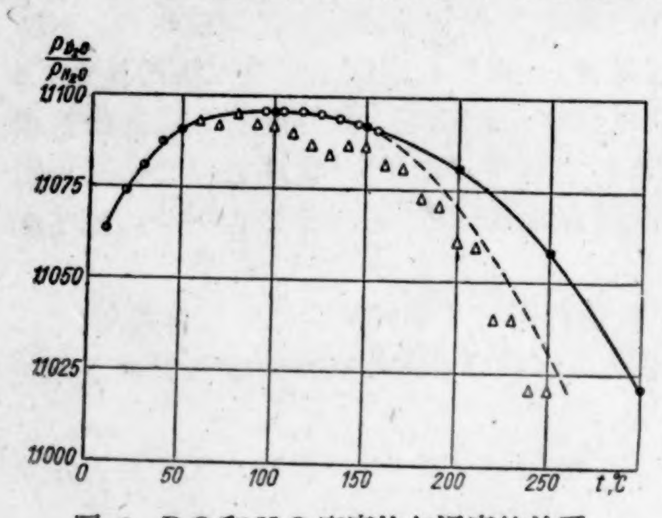


图 2　D_2O 和 H_2O 密度比与溫度的关系

●——本文数据；◐——文献[1]的数据（在溫度 -25°C ρ_{D_2O} 等于 1.10448 克/米³时）；○——文献[4]的数据；△——文献[5]的数据；-----文献[6]的数据外推．

处于平衡状态时，試驗液体的溫度等于恆溫器的溫度，可以用精确度 ±0.01°C 的白金电阻溫度計測量．压力用 0.2 級标准弹簧压力計和活塞压力計测定，这二个压力計通过断路容器和油压机同加压鍋相連．

进行主要实驗以前，用 H_2O 做实驗来检查装置．溫度为 100°C 时对 H_2O 密度測量所得的結果以精确度 0.01% 与已知数据相一致．D_2O 密度是在等溫綫 50，100，150，200，250 和 300°C 以及压強达 100 公斤/厘米²的情况下測出的．D_2O 密度的各等溫綫在研究的压力范围之內都和 H_2O 一样是直綫．实驗結果表明，在实驗規定的精确度

下,压力对 D_2O 和 H_2O 密度的影响是相同的,也就是說这二种密度之比不受参数研究范围以內的压力的影响.

图 2 和表格載有 D_2O 和 H_2O 密度比与温度的关系. H_2O 密度值取自文献[2,3]. 对可能发生的誤差分析表明,D_2O 密度测量的最大偏差不会超出 0.01—0.03% 的范围(最后的数字适用于 300℃ 等温綫). 外推点在相应連接曲綫的各等温綫上的誤差在 0.005% 范围以內,这就可以証实测量結果复驗同样良好,偶然誤差极小.

图2还載有我們所取得的結果同文献[4]的数据(95—160℃)和文献[5]的数据(35—250℃)之对照. 我們的数据与文献[4]的数据之間誤差不超过 0.01%. 文献[5]的結果离我們研究的結果那就很远了;偏差随温度升高而加大,当温度为 250℃ 时达到 0.35%. 这个偏差可以用文献[5]所做的密度测量不够精确的原因来解释.按作者本人的意見,测量誤差在 ±0.2%(室温)至 ±0.6%(高温)范围以內. 在文献[6]中也指出了文献[5]的数据不太可靠并認为文献[4]利用外推数据所取得的 D_2O 和 H_2O 密度比值較正确. 文献[6]进行外推时考虑了文献[5]的实驗数据并且使密度比曲綫平行于貫穿这些实驗数据的曲綫. 从图 2 可以看出,文献[6]的外推值与我們的数据要比文献[5]的数值来得相近,但偏差在温度为 250℃ 时仍达到 0.25%. 因此我們的测量不能証实文献[6]的外推法. 图 2 未引入文献[7]和[8]的实驗数据(温度为 100℃ 时),这些数据恰好与我們的数据完全一致.

图 2 和表格可以用作测定 D_2O 在压強达 100 公斤/厘米^{2}和温度达 300℃ 时的密度,表格对 H_2O 亦适用.

表　D_2O 和 H_2O 密度比与温度的关系

t, °C	$\rho D_2O/\rho H_2O$	t, °C	$\rho D_2O/\rho H_2O$
50	1.10904	180	1.10862
60	1.10930	190	1.10834
70	1.10944	200	1.10802
80	1.10950	210	1.10772
90	1.10953	220	1.10740
100	1.10955	230	1.10704
110	1.10955	240	1.10660
120	1.10951	250	1.10610
130	1.10943	260	1.10552
140	1.10933	270	1.10484
150	1.10920	280	1.10405
160	1.10905	290	1.10315
170	1.10855	300	1.10210

参　考　文　献

[1] И. Киршенбаум: Тяжелая вода. М., Издво иностр. лит., 1953.
[2] F. Keyes: *Proc. Amer. Acad. Arts and Sci.*, **68**, 505 (1933).
[3] L. Smith: *Proc. Amer. Acad. Arts and Sci.*, **69**, 137 (1934).
[4] U. Grossman-Doerth: *Z. Naturforsch.*, **A10**, 799 (1955).
[5] J. Heiks, M. Barnett, L. Jones, E. Orban: *J. Chem. Phys.*, **58**, 488 (1954).
[6] E. Whalley: The Thermodynamic and Transport Properties of Heavy Water. Joint Conference on Thermodynamic and Transport Properties of Fluids (1957).
[7] T. Chang, L. Tung: *Nature*, **163** 737 (1949).
[8] R. Schroder, K. Wirtz: *Z. Naturforsch.*, **A6**, 220 (1951).

重水粘滞性的实験研究

基姆洛脫(Д. Л. Тимрот)　舒伊斯卡婭(К. Ф. Шуйская)

研究重水粘滞性的文献目前为数不多. 其中如文献[1]取的温度范围最大並且用拉伐契克(Лавачек)方法进行的看来不能算是完全可靠. 文献[2]中采用的是毛細管方法获得了最有把握的結果,但研究的温度范围較窄,只达125℃.

本实験是按基姆洛脫(Д. Л. Тимрот)所研究的,以前研究 H_2O 粘滞性[3,4]也曾用过的方法进行. 粘滞性用毛細管方法测量. 毛細管两端的压力差借助于环形天平形成和测量,天平还兼作测量通过毛細管的液体消耗量之用.

实験装置示意图載于图1. 环形天平乃是用直径30毫米的管子按圓弧形以半径400毫米折弯而成. 环形天平的弯管借助二根管子与中央柱体部分相連, 中央柱体部分是用法兰盘同直径20毫米的中央管連接;毛細管就放在这根管子里.

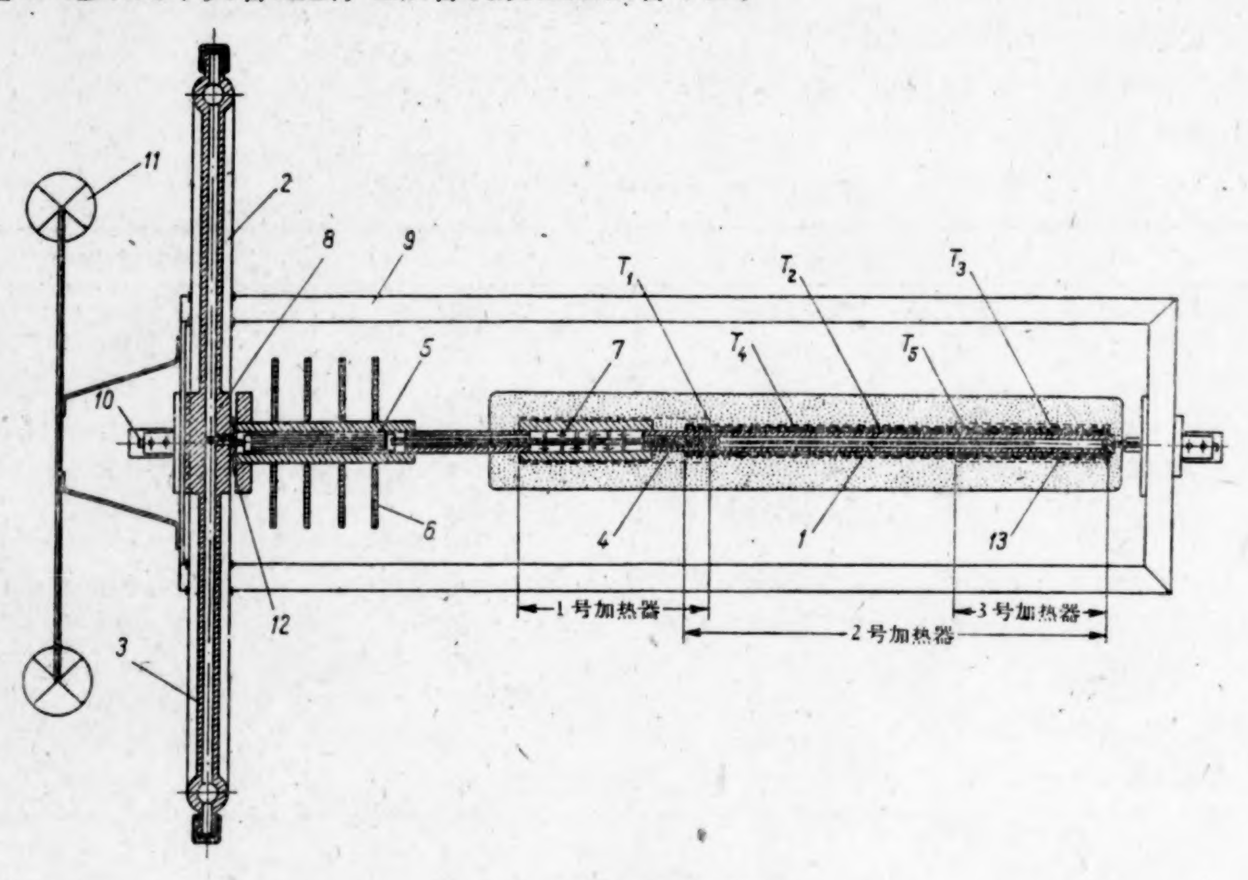


图1　实験装置示意图

1——毛細管; *2*——天平环形管; *3*——天平連接管; *4*——中央管; *5*——冷凝器; *6*——圓銅板; *7*——隔板; *8*——中央柱体部分; *9*——框架; *10*——角架; *11*——荷重盘; *12*——銅垫; *13*——銅柱体; T_1, T_2, T_3, T_4, T_5,——热电偶塡充处.

装置上所有各主要构件都用不銹鋼制作. 置放毛細管的那一部分中央管还需套在銅柱体內,它們用来平衡温度的. 銅柱体上繞有三个鎳鉻加热器:一个主加热器(放在柱形体整个长度上)和二个补償加热器(补償向管子两端跑热之用). 加热器供以稳定交流电. 用五个热电偶使实験段长度上的温度場温度均匀. 温度以精确度 ±0.1℃ 测量. 毛細管长度上温度場的均匀以及試験过程中温度的恆定,在温度为100℃以内以精确度 ±0.2℃ 保持, 对于比較高的

温度应以精确度 ±0.5°C 保持.

測量前天平要平衡，也就是說天平重心要与系統旋轉的軸心相重合，为此要有专用的調节荷重块. 为测定修正荷重的数值，試驗要用二个不同的荷重块在同一温度和同一压力下进行. 修正荷重的数值不超过主要荷重数值的 5%.

实驗以前，装置上为测定天平造成的落差和液体流量做好刻度. 連接管的阻力修正量在不用毛細管的专門实驗中测定，未超过 0.5%. 选择形成落差的荷重值是考虑到毛細管內的液体流动是分层的；所以此时的荷重值可在 400—460 克的范围內調整.

不銹鋼毛細管有 329.5 毫米长，內径 0.546 毫米，外径 2 毫米. 为了不致使毛細管在长度方向折弯，它被置放在直径 6 毫米与它同样材料的厚壁管子里.

粘滞系数按普哈提依尔(Пуазейль)方程式，采用加盖伯黑-科爱脱 (Гагенбах-Куэтт) 动能修正量根据实驗数据算出. 这个修正量不能超过粘滞系数值的 1.5%. 在計算粘滞系数时，还考虑了下列各修正量：天平自轉行程修正量 x_1，連接管阻力修正量 x_2，毛細管尺寸因温度不同而变化的修正量 x_3.

最后的修正量按下列公式可得

$$L_t = L_0(1 + 0.151 \times 10^{-4}t + 0.95 \times 10^{-8}t^2 - 0.5 \times 10^{-11}t^3)$$

代入刻度結果并算进修正量之后，方程式可得下式

表 1　D_2O 粘滞性实驗数值

t, °C	p, 公斤/厘米²	ρ, 公斤·秒²/米⁴	G_1, 克	τ_1, 秒/毫米	*G_2, 克	τ_2 秒/毫米	$\nu \cdot 10^8$, 米²/秒	$\mu_{D_2O} \cdot 10^6$ 公斤·秒/米²	$\mu_{H_2O} 10^6$, 公斤·秒/米²	μ_{D_2O}/μ_{H_2O}
15.2	46.0	113.0	400	8.84	200	17.94	130	147	117	1.256
16.0	47.5	113.0	100	36.88	50	80.00	128	144	114	1.263
16.5	47.9	113.0	400	8.50	200	17.52	123	139	113	1.230
18.1	97.2	113.2	200	15.68	100	30.27	122	138	109	1.266
18.3	97.5	113.2	400	7.78	200	15.46	117	132	107	1.234
18.3	97.5	113.2	200	15.48	100	30.32	118	134	107	1.252
18.8	99.0	113.2	200	15.32	100	29.86	118	134	106	1.264
19.1	55.0	113.0	400	7.88	200	16.18	115	130	105	1.238
19.2	51.5	113.1	400	7.62	200	15.17	114	130	105	1.238
20.6	57.0	113.0	400	7.38	200	14.70	110	125	101	1.238
47.4	70.8	113.1	200	8.45	100	16.92	62.4	70.6	59.0	1.197
56.0	75.8	112.0	200	7.69	100	15.97	54.9	61.5	51.3	1.199
68.3	89.7	111.2	200	5.95	100	11.43	45.5	50.6	42.7	1.185
96.9	100.0	109.2	100	8.34	50	16.26	31.4	34.3	30.0	1.143
98.7	103.1	109.1	100	8.51	50	17.11	31.0	33.8	29.4	1.150
101.0	120.0	109.0	100	8.75	50	18.23	30.9	33.7	28.7	1.174
109.2	100.0	108.2	150	4.92	75	9.16	29.0	31.4	26.9	1.167
148.7	86.0	104.3	80	7.10	40	13.53	21.5	22.4	19.4	1.155
201.2	111.2	98.3	80	5.38	40	10.10	16.0	15.7	14.0	1.121
205.3	242.0	99.8	80	6.14	40	13.20	16.1	15.9	14.1	1.128
206.4	53.6	97.1	80	6.00	40	12.94	15.6	15.2	13.6	1.118
246.7	321.8	93.7	80	5.44	40	11.30	14.4	13.5	12.1	1.116
247.2	325.0	93.6	80	5.43	40	11.30	14.4	13.5	12.1	1.116
288.0	111.5	84.7	60	5.85	30	10.71	13.2	11.2	10.1	1.109

* 小荷重 G_2 实驗中只考虑 x_1 修正量.

$$\nu = 0.03769[G_1 + (x_1 - x_2)]\frac{\tau_1}{\alpha} - 467.8\frac{\alpha}{Q\tau_1} + x_3,$$

式中：ν——粘滞运动系数(米^2/秒)；G_1——主要荷重值(克)；τ——液体在1毫米刻度上的流动时間(秒/毫米)；Q——試驗液体密度(公斤·秒^2/米^4)；$\alpha = \gamma_p/\gamma_0$——$D_2O$的可压縮性系数；$\gamma_p$——温度为20℃,試驗压力下$D_2O$比重；$\gamma_0$——温度为20℃及一个大气压下（天平进行刻度时的条件）D_2O比重. D_2O密度值Q取自文献[5].

表 2 D_2O在飽和压力时的粘滞性平均值

t, °C	$\mu_{D_2O}\cdot 10^6$, 公斤·秒/米^2	μ_{D_2O}/μ_{H_2O}	t, °C	$\mu_{D_2O}\cdot 10^6$, 公斤·秒/米^2	μ_{D_2O}/μ_{H_2O}
15	140.5	1.258	150	21.6	1.137
20	127.7	1.247	160	20.0	1.133
30	103.3	1.228	170	18.8	1.130
40	80.7	1.212	180	17.6	1.128
50	67.1	1.199	190	16.5	1.125
60	56.9	1.188	200	15.6	1.123
70	48.8	1.179	210	14.9	1.122
80	42.4	1.172	220	14.2	1.119
90	37.4	1.165	230	13.6	1.118
100	33.4	1.159	240	13.1	1.117
110	30.4	1.153	250	12.5	1.115
120	27.8	1.148	260	12.0	1.113
130	25.4	1.143	270	11.5	1.110
140	23.4	1.139	280	11.1	1.109

以室温至283℃和压強45—325公斤/厘米^{2}的范围在上述装置中对D_2O（100%）的粘滞性进行了测量. 实驗表明，在所测量的温度和压力范围內，压力对D_2O粘滞性的影响可与H_2O同等看待.

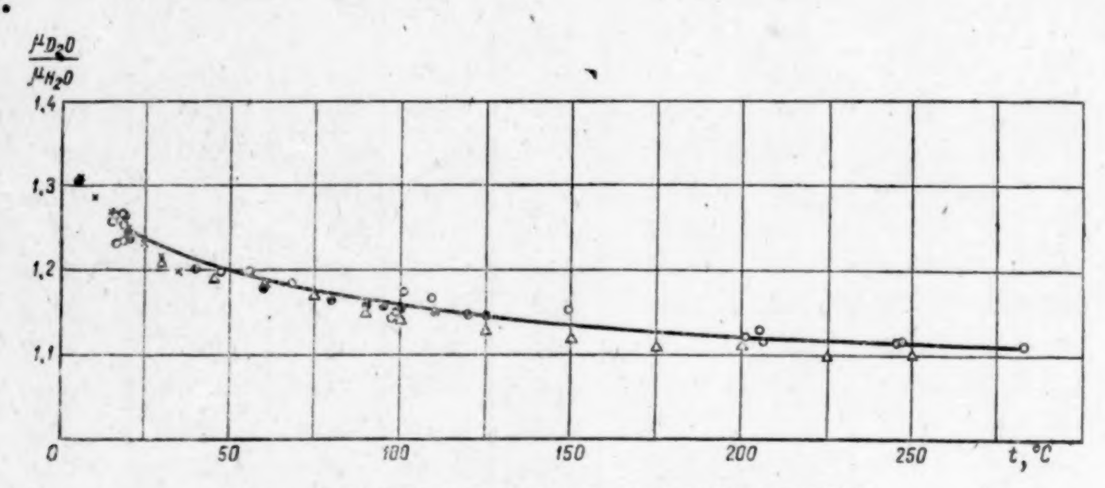


图 2 各个作者在D_2O粘滞性方面取得的实驗数据

○——本文的数据；●——文献[2]的数据；△——文献[1]的数据；×——文献[7]的数据.

表1載有我們所取得的D_2O粘滞性实驗数值. 表2引入D_2O在飽和压力时的粘滞性平均值. 实驗誤差分析表明，我們测量中最大誤差为±2%. 从数据中可以看出，D_2O粘滞系数与H_2O粘滞系数的比是随温度增长而減小；譬如在20℃时它就等于1.24，而在280℃时为1.11.

H_2O粘滞性从文献[6]中的表格內取得.

图2載有我們的数据与其他研究者的結果之比較. 文献[2]中所得的μ_{D_2O}/μ_{H_2O}比值与我

們的数据一致，精确度达1%．文献[1]中的数值平均小于我們的数值2%，并且随着温度的升高誤差加大．图2还載有文献[7]的結果．

参　考　文　献

[1] J. Heiks, M. Barnett, L. Jones, E. Ordan: *J. Chem. Phys.*, **58**, 488 (1954).
[2] R. Hardy, R. Cottington: *J. Chem. Phys.*, **17**, 509 (1949).
[3] Д. Тимрот: Изв. Всес. теплотехн. ин-та, № 3, (1940).
[4] А. Хлопкина: Диссертация, МЭИ, 1954.
[5] С. Л. Ривкин: *Атомная энергия*, **7**, вып. 5, 457 (1959).
[6] Таблицы термодинамических свойств воды и во дяного пара. М., Госэнергоиздат, 1958.
[7] N. Lewis, T. Macdonald: *J. Amer. Chem. Soc.*, **55**, No. 11, 4730 (1933).

重水热容量的实驗研究[1)]

里夫金(С. Л. Ривкин)　叶果洛夫(Б. Н. Егоров)

重水热容量用絕热单流量热計的方法在封閉的循环系統[2)]内进行了研究．图1为实驗装置示意图．循环齿輪泵将D_2O汲入流量表，重水由那儿进入热交换器的管間空間，并在其中加热到規定的温度，然后进入置于恆温器內的测量量热計．重水从量热計出来，就流到热交换器的管子里，在这里被逆行重水流初步冷却，接着通过冷却器后又回到循环泵．装置中的压力

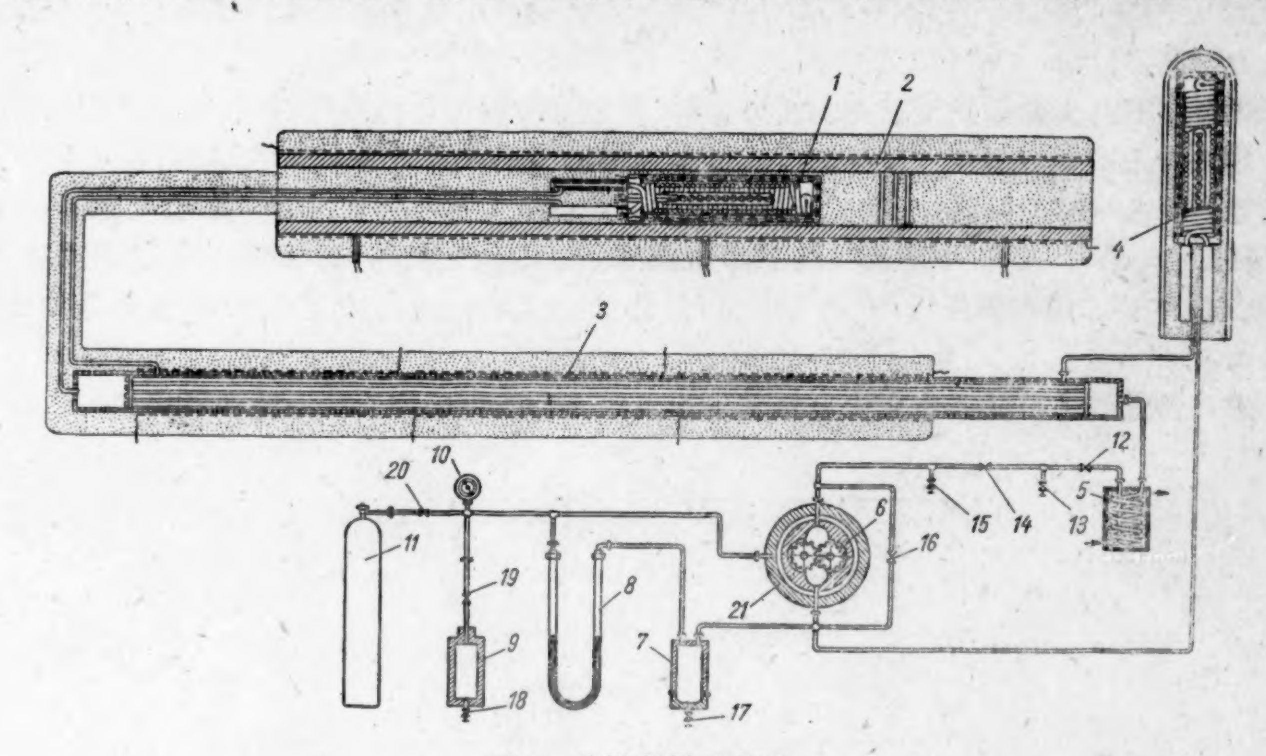


图1　实驗装置示意图

1——测量用絕热量热計；2——恆溫器；3——热交换器；4——热流量表；5——冷却器；6——循环齿輪泵；7——水銀捕集器；8——U形管；9——瓶；10——标准弹簧压力計；11——氮气瓶；12——調节閥門；13—20——高压閥門；21——高压容器．

1) 本文曾于1957年全苏热工研究所科技会議上报告过．

2) 这种方法在全苏热工研究所研究H_2O和蒸汽在高压高溫下的热容量时曾采用过[1,2]．为进行本实驗研究构造了新的实驗装置，它与以前的截然不同．

是由氮气瓶向水銀封閉的系統放出的氮气形成．而系統也因此就可以使装置中的液体及高压容器內的气体都能获得同一压力．循环泵及其传动装置(异步电动机)都装在高压容器內，这样循环泵就避免了单向高压．

采用异步电动机传动的循环泵能使 D_2O 在循环系統內得到固定的流量(在 0.1—0.2% 之間)，而无需专門的流量調节器． 測量量热計要做成双綫蛇形管的式样，蛇形管端焊上热电偶的套管．蛇形管內有置在石英骨架上的鎳鉻加热器，加热器由大容量蓄电池供电． 蛇形管上套着二个平衡温度用的銅柱体；它們之間装着一个遍布于量热計整个表面的多端差动式热电偶热量表．这样一来，热量表的示度就能和量热計与周围介質的总的热交换相适应． 量热計的絕热性是通过調节恆温器达到的，也就是說要使热量表的示度等于(或接近)零． 热量表还用来测量通常不大的、无补偿的热流通过量热計外壳的情况．量热計內 D_2O 升高的温度用装在測量套管里的鎳鉻——鋁合金差动式热电偶測量．进入量热計的水之温度亦由这个热电偶測量．

为了測定液体的流量利用了測热法，其主要內容大致表述如下：在循环系統內装一个絕热量热計，D_2O 以接近室温的温度被汲入量热計內．这是因为在室温下 D_2O 的热容量比較容易知道，而且此时压力对热容量的影响也較小，能够計算的，所以 D_2O 的流量通过測量量热計內的水所获得的热量以及量热計內的水相应升高的温度便可以获得．热流量表的装法同測量量热計一样．为了使量热計以及其周围介質的热交换降低到最低限度，量热計应包以絕热层并置于(Дюар)容器內．流量表內水升高的温度用鎳鉻——鋁合金五端热电偶测量．利用了 D_2O 在大气压下及 10—15℃ 温度范围內可靠的热容量实驗数据[3]来測定水的流量．压力影响（温度为 20℃，压強为 100 公斤/厘米^{2}时为 0.4%）按照 H_2O 的数据来考慮．压力由 0.2 級标准弹簧压力計测量．

进行主要的实驗以前要在差动式热电偶(参照标准白金电阻温度計)、流量表的热量表和測量量热計上面做好刻度．装置的可靠性在用 H_2O 所作实驗中来检查和調整，当然 H_2O 的物理性能要以高一級的精确度，在更大的压力与温度范围內进行研究．我們在温度为60—250℃时、压強为 50公斤/厘米^{2}下所測得的 H_2O 的热容量数值同文献[4]的数据相符，精确度达 0.2—0.3%．D_2O 热容量在等压綫 50 和 100 公斤/厘米^{2}以及在相应压力下自 50℃ 至接近饱和温度下測出．

进入測量量热計的重水之温度以精确度 0.01—0.02℃ 保持不变．量热計出口与入口处的

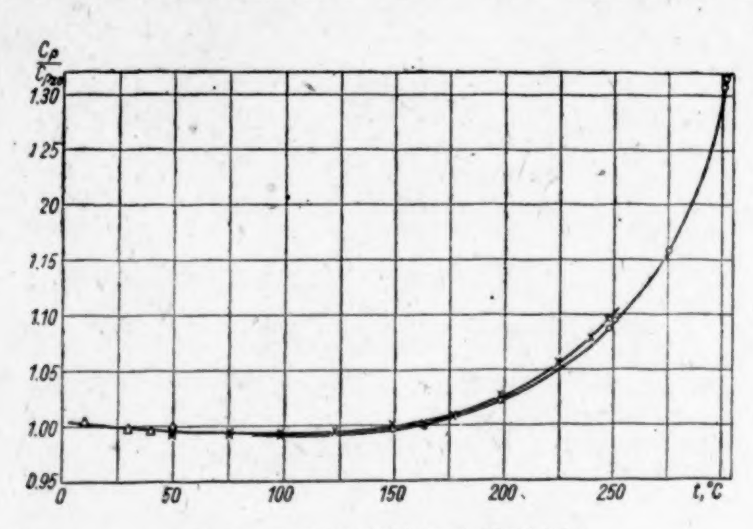


图 2 D_2O 热容量的实驗数据

×——本文数据(用于 50 公斤/厘米^2)； ○——本文数据(用于 100 公斤/厘米^2)；

△——文献[3]的数据(用于 1 公斤/厘米^2)．

温度差为 4—8℃，测量量热計的加热器放出的热量从 40—70 仟卡/小时不等，测量量热計与其周围介质的热交换修正量在 0.01—0.1 仟卡/小时以内．D_2O 通过量热計的流量約为 8 公斤/小时．

整理实験数据时，算出了 D_2O 在测量量热計的平均温度与相应压力下的热容量同 D_2O 在流量表的平均温度与同样压力下的热容量之比：

$$\frac{(C_p)_{p},\, t}{(C_p)_{p},\, t_p} = \frac{(Q_u + q_u)\Delta t_p}{(Q_p + q_p)\Delta t_u},$$

式中 Q_u 和 Q_p——量热計和流量表的加热器所排出的相应热量；q_u 和 q_p——量热計与其周围介质的热交换修正量（按热量表示度确定）；Δt_u 和 Δt_p——量热計引入和排出套管間的温度差．上述比例接着就可引用到温度为 20℃ 的 D_2O 热容量上面去，不过要参照文献[3]的数据把对流量表内水的平均温度偏离 20℃ 的修正量（不大于 0.2%）計算进去．

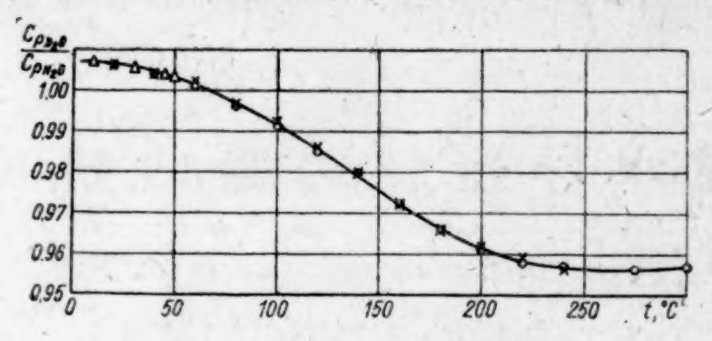


图 3　D_2O 和 H_2O 热容量比

图 2 載有实験結果．图中可以看出，各实験点对平滑曲綫的偏离不会超过 0.2%．

根据文献[3]的实験数据，并設压力对温度为 20℃ 的 D_2O 热容量的影响与 H_2O 相同（50公斤/厘米²时为 0.2%），我們算出了 D_2O 的实际热容量（見表）．然后根据温度（图 3）确定压強 50 和 100 公斤/厘米²下 D_2O 和 H_2O 的热容量之比．

表　C_{pD_2O}/C_{pH_2O} 之比和 D_2O 实际热容量的数值

t, ℃	C_{pD_2O}/C_{pH_2O}	C_{pD_2O} 在 50 公斤/厘米²下	C_{pD_2O} 在 100 公斤/厘米²下
40	1.006	1.002	1.000
20	1.004	0.998	0.996
60	1.002	0.996	0.993
80	0.997	0.996	0.995
100	0.992	0.995	0.992
120	0.986	0.996	0.992
140	0.980	0.998	0.994
160	0.972	1.004	1.000
180	0.966	1.014	1.008
200	0.962	1.030	1.023
220	0.958	1.051	1.043
240	0.957	1.083	1.073
260	0.957	1.130	1.116
280	0.957	—	1.178
300	0.958	—	1.294

C_{pD_2O}/C_{pH_2O} 之比看来不受压力的影响（在試験范围内）．这个比随温度的增长而减小（20℃ 时 1.006，而当 250℃ 时 0.956）．当接近温度 250℃ 时比例就到了最小限度（到 300℃仍

保持不变）. 参照 H_2O 热容量的数据，图 3 可利用来計算 D_2O 的热容量. 分析表明，我們测量的热容量之最大誤差不超过 0.8%.

图 2 載有我們研究的結果与文献[3]的数据(10—15℃)的比較. 图中可以看出，文献[3]的热容量之温度变化过程与我們所取得的温度过程完全一致.

文献[5]所确定的热容量数值，在温度 10—125℃ 內小于我們的热容量数值. 两者之間的偏差达 1—1.2%.

参 考 文 献

[1] Д. Л. Тимрот, Н. Б. Варгафтик, С. Л. Ривкин: Изв. Всес. теплотехн. ин-та, № 4, 1 (1948).
[2] А. М. Сирота, Д. Л. Тимрот: Теплоэнергетика, № 7, 16 (1956).
[3] A. Cocket, A. Ferguson: *Philos. Mag.*, **29**, 185 (1940).
[4] W. Koch. Forsch. Geb: *Ingenieurwesens*, **A**, **5**, 138 (1934).
[5] A. Eucken: Actuelle probleme der Physikalische Chemie, Akademie-Verlag. Berlin, 1953.

重水导热性的实驗研究

伐耳加弗基克(Н. Б. Варгафтик) 奥列丘克(О. Н. Олещук)
貝略柯夫(П. Е. Белякова)

重水导热性的研究到目前为止还只限于极窄的温度范围以內. 在文献[1]中头一次获得 D_2O 导热性在 10—60℃ 温度范围內的实驗数据. 在文献[2]中載有温度2℃(过冷液体)—80℃范围內的导热性测量結果. 实驗表明，D_2O 导热性是随温度的增长而增长，不过这种增长比起 H_2O 导热性的增长要微弱得多. 本文的目的是要想在广得多的、直至临界温度的范围內来研究 D_2O 的导热性. 这些数据为使用 D_2O 的核反应堆作热力計算时所必不可少的.

为了测量导热系数 λ 采用了加热金属絲的方法，这种方法早先在类似的测量[3]中已有采用. 在本实驗研究中这种方法用作絕对测量. 实驗装置的基本元件为石英测量管(图 1)，它置于不銹鋼加压鍋內. 沿着管子的軸綫紧拉一根細白金絲兼作加热器与电阻温度計. 测量管以及加压鍋內都充滿試驗液体. 加热器的热流通过試驗液体沿径向流向管壁. 白金电阻温度計繞在管子的外管壁上. 借助测量段长度上的补偿加热器使加压鍋內保持等温. 加压鍋里面的测量管子的所有导綫相互都用石英細管絕緣，借以保証它們具有良好的絕緣性.

为避免热流对流，試驗液体层的厚度 δ 考虑了尽量小些. 管子內径 $D=1.044$ 毫米，白金絲直径 $d=0.096$ 毫米，$\delta=0.474$ 毫米. 测量段长度(电位导綫之間的距离) $l=79$ 毫米. 管子外径为 2.35 毫米. 测量管內的白金加热器由放在测量段以外的短的石英細管加以定位. 定位检驗要在特制的光学台上用显微鏡来做. 白金加热器偏心的平均值为 0.02 毫米. 計算表明，如果测定 λ 时利用同軸柱体的公式

$$\lambda=\frac{Q\ln\frac{D}{d}}{2\pi l\Delta t}$$

并且不考虑已有的偏心率，那么誤差仅为 0.07%.

由于水的导电率是随温度的增长而增长的，所以必須弄清楚，这是否会使测量結果失真，这是因为加热器和管壁上的电阻温度計是置于試驗液体之中的. 为了闡明这个問題，对水的

各种导电率 λ 进行了测量(使用 NaCl溶解于水的方法). 实驗在 20℃ 下进行. 在这些实驗中取得的天然水的各种导电率 λ 一直达到 $6\cdot10^{-4}$ 欧姆$^{-1}$·厘米$^{-1}$(这个数值与水在 $t\simeq360$°C 时的导电率相符),但实际上只在 0.5% 以内,同蒸餾水的数值 λ 一致. 这样,实驗就証明了,該装置基于加热金属絲原理的构造完全适用于(从导电观点看来)测量直到接近临界温度(在任何情况下直到 $t\simeq360$°C)的水的 λ.

为了研究起見,我們取了无任何杂質的 D_2O. 除气的 D_2O 在眞空下充入装置. 所有的电测量皆在 ППТВ–1 电位計上进行. 压力用标准压力計测量. 兼作电阻温度計的白金加热器,要試驗一下在游絲作用下的应力,所以加热器还必須根据装在测量管外管壁上的电阻温度計进行校准. 在实驗过程中还要不止一次地进行校准. 大多数情况下,与第一次校准的誤差都不超过 0.02℃. 特别要注意消除对流. 在同軸柱体之間間隙內进行热交換实驗的結果表明,当 $G_rP_r<1000$ 时,热量的轉移只能靠热传导的方式进行[4,5]. 这些結論仅限于指使用直径較大而間隙不很小的柱体所进行的实驗. 最新的研究表明,当間隙很小(柱体垂直放置),那么 G_rP_r 値在 1700—2000 的范围内[6,7]. G_rP_r 値在我們的实驗中(表 1 1—24 项)小于 1000, 在其余各次实驗中各为 1070, 1130, 1460, 1880 和 1760.

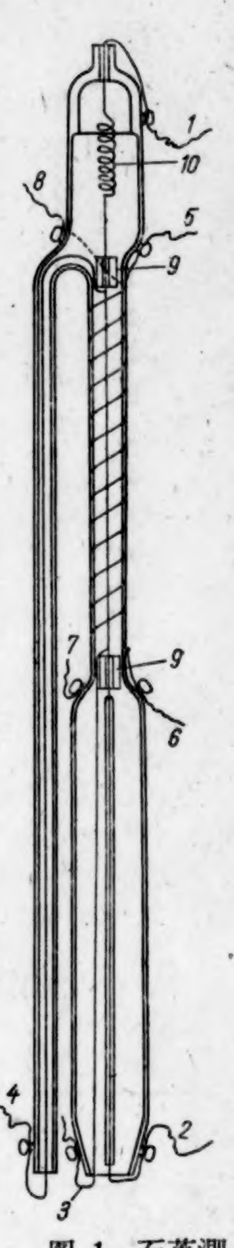


图 1 石英测量管簡图:

1,2——内电阻温度計(加热器)电流导綫; *3,4*——內电阻温度計电位导綫; *5,6*——外电阻温度計电流导綫; *7,8*——外电阻温度計电位导綫; *9*——金属絲定位用石英細管; *10*——鎢游絲.

这就可以不把自然对流的修正量計算进去,但是假使象文献[5]那样,甚至于把这种修正量考虑在內,它也将小于 1%. 为了查明压力对 λ_{D_2O} 的影响,在 $t=100$°C 时将压強增加到 $P=150$ 公斤/厘米^2 和在 $t=225$°C 时压強增加到 $P=200$ 公斤/厘米^2 进行了补充实驗. 实驗結果表明,λ_{D_2O} 同压力的关系如同对 H_2O[8] 一样. 测定 λ_{D_2O} 时需考虑到白金加热器两端放热的修正量,在我們的实驗中等于 0.2%. 各次实驗中压力 P 都大于飽和压力 P_s. 表 1 引入的各次实驗数值 λ 都属于飽和綫上的. 对于某几次实驗来說,不得不把过压修正量計算在內($P>P_s$).

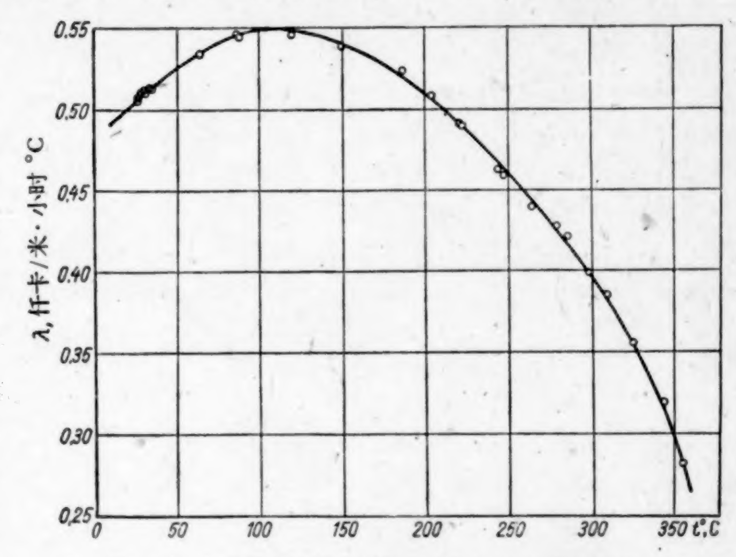


图 2 D_2O 导热性在飽和綫上的实驗数据

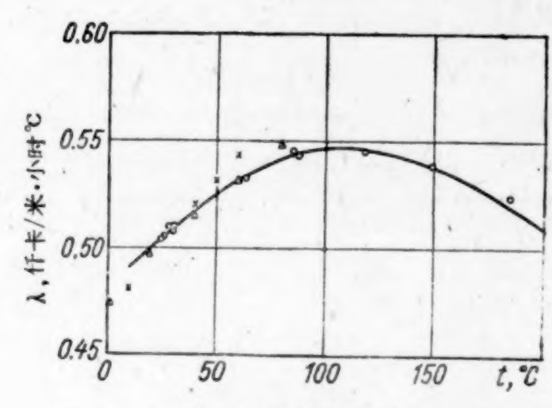


图 3 D_2O 导热性在飽和綫上的实驗数据之比較

○——本文数据; △——文献[2]的数据; ×——文献[1]的数据(95%D_2O+5%H_2O).

計算表明,实驗数据最大誤差不超过 0.8%. 飽和綫上的实驗結果載于图 2 上. 各試驗点

表 1 在飽和綫上 D_2O 导热性的实驗数据

P，公斤/厘米²	Δt，管壁上的溫度差℃	Δt 液体，D_2O 层内溫度差℃	Q，仟卡/小时	λ，仟卡/米·小时	t，℃	附注
1	1.16	7.87	0.8282	0.506	25.3	
1	0.84	5.61	0.5909	0.507	25.5	
1	0.86	5.84	0.6155	0.507	25.6	試驗后进行測量 $t=149$℃
1	0.83	5.62	0.5930	0.507	26.0	
1	0.86	5.76	0.6117	0.511	28.1	試驗后进行測量 $t=220$℃
1	0.88	5.90	0.6281	0.512	28.8	
1	1.17	7.87	0.8365	0.511	29.6	試驗后进行測量 $t=310$℃
1	0.85	5.68	0.6032	0.511	29.8	
1	1.19	7.92	0.8461	0.514	32.9	試驗后进行測量 $t=355$℃
1	1.19	7.94	0.8470	0.513	34.3	
1	1.20	7.92	0.8772	0.533	64.1	
15	1.03	6.62	0.7510	0.546	85.9	
15	1.38	8.94	1.0104	0.544	88.2	
15	1.25	8.16	0.9269	0.546	118.7	
17	1.26	8.50	0.9522	0.539	149.1	
33	1.26	8.92	0.9732	0.324	185.7	压力修正量0.2%
33	1.26	9.25	0.9812	0.509	204.0	
33	0.79	6.13	0.6258	0.490	220.4	
33	1.24	9.62	0.9835	0.491	221.8	
37	0.79	6.61	0.6364	0.463	243.6	
37	0.94	7.88	0.7537	0.460	246.9	
71	0.51	4.55	0.4187	0.441	264.4	压力修正量0.4%
67	0.52	4.83	0.4290	0.427	279.1	
75	0.52	4.87	0.4277	0.422	286.4	
114	0.54	5.32	0.4463	0.399	299.3	压力修正量1.0%
129	0.51	5.36	0.4343	0.385	310.3	
133	0.44	5.04	0.3734	0.355	325.3	压力修正量0.4%
207	0.27	3.40	0.2393	0.319	344.3	压力修正量5.8%
208	0.11	1.52	0.0950	0.282	355.2	压力修正量6.0%

表 2 在飽和綫上 D_2O 导热系数的平均值

t，℃	λ 仟卡/米·小时·度	t，℃	λ 仟卡/米·小时·度	t，℃	λ 仟卡/米·小时·度	t，℃	λ 仟卡/米·小时·度
10	0.492	110	0.548	210	0.503	310	0.382
20	0.501	120	0.547	220	0.493	320	0.365
30	0.510	130	0.545	230	0.483	330	0.346
40	0.518	140	0.543	240	0.472	340	0.325
50	0.525	150	0.540	250	0.461	350	0.300
60	0.532	160	0.536	260	0.449	360	0.265
70	0.538	170	0.530	270	0.437	—	
80	0.543	180	0.524	280	0.424	—	
90	0.546	190	0.518	290	0.411	—	
100	0.548	200	0.511	300	0.397	—	

对平均曲綫的偏差在 0.4% 范围以内. 最大数値是以 $t\simeq 110$℃ 时算得的. 图 3 載有我們的数据同其他作者的数据之比較. 文献[1]中所得的数値 λ 有些偏高 (在那里使用的是含 95% D_2O

的水). 文献[2]中提出的数据极其与我們的相近, $t=80°C$ 的試驗除外(这个温度在他們的实驗中是极限温度). 根据我們所取得的实驗数据編制了 10—360°C 温度范围内 λ_{D_2O} 系数在飽和綫上的平均值表 2. 为了測定 λ_{D_2O} 同压力的关系,可利用 H_2O 实驗[3,8]的結果.

参　考　文　献

[1] F. Meyer, M. Eigen: *Z. Naturforsch.*, **8a**, H. 800, S 500 (1953).
[2] A. Challoner, R. Powell: *Proc. Roy. Soc.*, **238**, No. 1212, 90 (1956).
[3] Д. Л. Тимрот, Н. Б. Варгафтик: *Ж. техн. физ.*, № 13, 1063 (1940).
[4] F. Kraussold: *Forsch. Geb. Ingenieurwesens*, **B5**, H. 4, 186 (1934).
[5] М. А. Михеев: Основы теплопередачи. М. Госэнергоиздат, 1956.
[6] E. Schmidt, W. Leidenfrost: Forsch. Geb. *Ingenierwesens*, H. 21, 176 (1955).
[7] Р. В. Шингарев: Диссертация, Всес. теплотехн. ин-т, 1952.
[8] Таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара. М., Госэнергоиздат, 1958.

电解分离稀土元素放射性同位素

薩馬利也娃(А. Г. Самариева)

稀土元素的电解沉积通常在乙醇[1]、丙酮醇[2]和其他非水电解质[3]中进行. 从前,我們研究了由弱酸性水溶液中电解分离鋼系元素(釷、鈾、鏷、鈈、鋂)的定量方法[4]. 所找到的条件成为这一电解沉积分离稀土元素放射性同位素工作的依据.

在研究电解分离稀土元素时,使用了与 Pr^{144} 成平衡的 Ce^{144} 和 Ho^{166}. 每一同位素的純度由測量半衰期(T)来检查. 將其氧化物溶解在盐酸、硝酸、氯酸、硫酸,或草酸中. Ce^{144} 的浓度为 4×10^{-4} 微克/毫升, Ho^{166} 为 10^{-6}—10^{-8} 微克/毫升;載体含量为 0.0025—0.04 毫克/毫升. 氫离子浓度为 10^{-1}—10^{-4} 克分子浓度,含有 10^{-5}—10^{-8} 克分子浓度的緩冲混合物.

稀土元素的电解分离是在普通的电解槽中进行的, 該槽是由不大的鉑盘(阳极)和具有工作表面 1 厘米²厚度为 0.25 毫米的被加长的鉑质花瓣状物(阴极)构成的. 此槽不同于玻璃电解槽或有机玻璃电解槽, 它可以在很小的放射性同位素浓度及任何 pH 值的电解液中进行工作而沒有放射性同位素吸附在壁上而造成的明显的損失. 使用了轉速为 80—100 轉/分的轉动阴极来攪动溶液. 在电解过程中,放射性元素在花瓣状阴极的两面同时析出. 电解沉积物 β 放射性的測量是在普通的 Б-2 型装置上进行的,測量时精确的保持了几何条件的固定.

为找出电解分离稀土元素的最佳条件, 研究了每种放射性同位素产率对阴极电流密度及电解液 pH 值的依賴关系. 也研究了对不同酸在不同电解液 pH 值下,这些元素的电解机构.

已查明, 稀土元素在水溶液中的近阴极区处通常是被水解的. 因此, 首先必須查明 pH 对电解过程的影响; pH = 1—4 时, 可以用蒸餾水稀释原始溶液的办法做到, 而 pH = 5—8 时,则須用氨水中和原始溶液的办法达到. 在图 1 中列出了所得結果. 可以看出,在 pH = 2—5 时, 由溶液中电解分离鈥已定量地实現了,而鈰仅在 pH = 2.5—3.2 的区間内, 实現定量分离,pH值增大时,鈰可能被水解.

在图 2 中給出了稀土元素产率与阴极电流密度的依賴关系的数据. 可見鈥能在很寬的电流密度区間内被定量地分出(实际是由 25 到 100 毫安/厘米²),而此时鈰及鐠則在100—150 毫安/厘米²析出. 电解上述同位素时,电流密度为 100 毫安/厘米²为最佳条件.

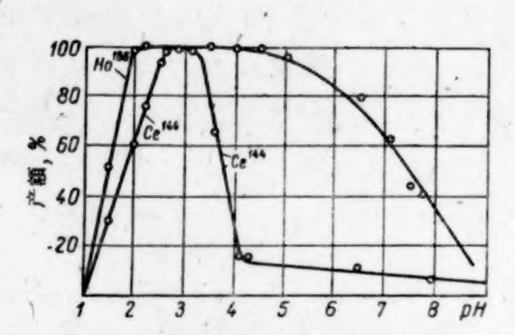


图 1 鈰和鈥的电解分离与溶液 pH 的依賴关系
电流密度 100 毫安/厘米²，电解时間 2 小时

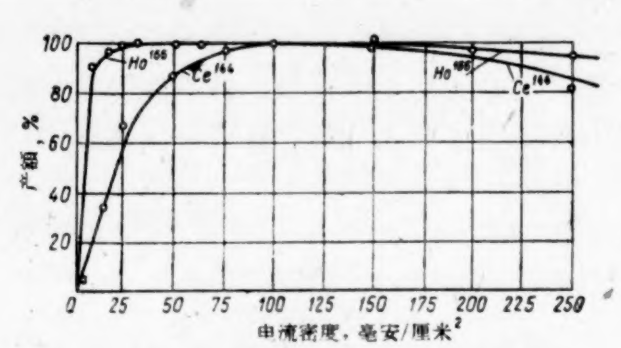


图 2 鈰和鈥的电解分离与阴极电流密度的依賴关系
氫离子密度 10^{-3} 克分子浓度，电解时間为 2 小时

电解分离鈰和鈥的机构的研究結果在图 3 中列出：有趣的是經过 1.5—2 分鈡后，在阴极上沉积鈥的电解过程实际上就停止了，而此时鈰和鐠的定量分出則須 1.5—2 小时. 可以設想，在电解鈰时，在近阴极区以

$$\mathrm{Ce(IV)} \rightleftarrows \mathrm{Ce(III)}$$

的轉化过程进行着氧化还原反应. 此一反应減慢了鈰在阴极上电沉积的过程. 鈥的电沉积速度，主要决定于离子迁移率.

因为鈥和鈰的电解分离机构有很大不同，探查鈥和鈰的电沉积速度将如何随 pH 而改变是很有意义的. 在图 4 和图 5 中列出了使用鈥和鈰的相应实际結果. 由所得曲綫可看知，甚至在 pH＝5.3 时，大部分鈥(約 80%)仍处于离子状态，并沉积在阴极上，而鈰即使当 pH＝4.7

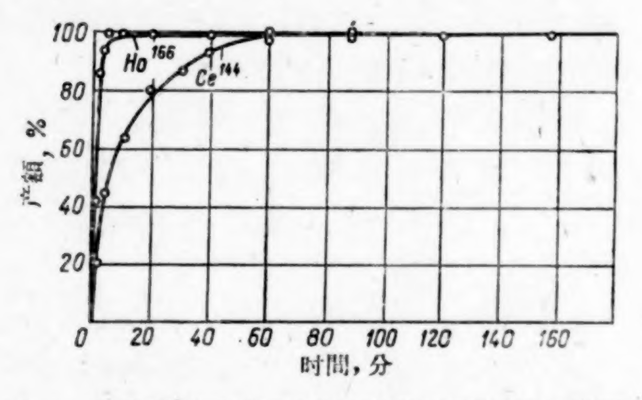


图 3 鈰和鈥的电解分离与实驗时間的依賴关系
氫离子浓度为 10^{-3} 克分子浓度，电流密度为 100 毫安/厘米²

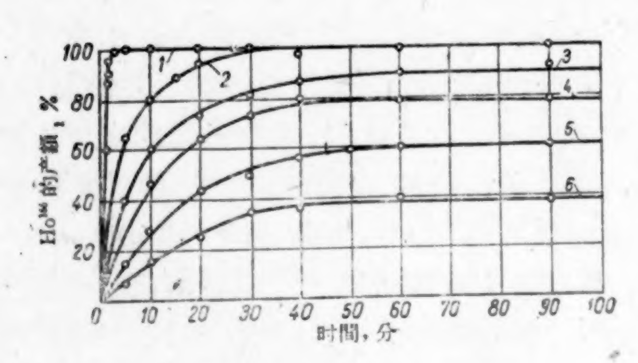


图 4 鈥的电解分离速度与溶液 pH 值的依賴关系
电流密度为 100 毫安/厘米²
pH等于：*1*—3.05；*2*—2.0；*3*—5.3；
4—6.5；*5*—7.3；*6*—8.1.

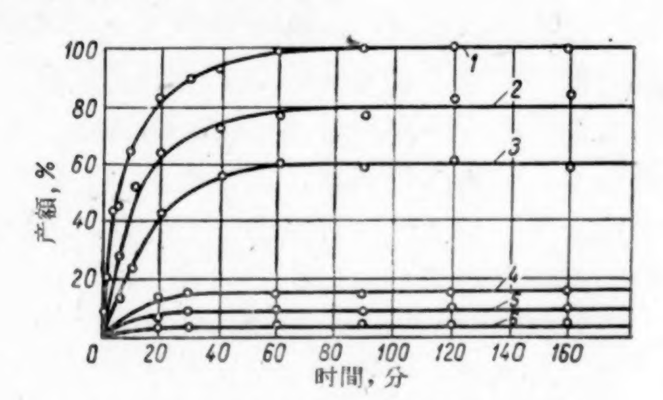


图 5 鈰的电解分离速度与溶液 pH 的依賴关系
电流密度为 100 毫安/厘米²
pH等于：*1*—2.8；*2*—2.1；*3*—1.8；
4—4.7；*5*—6.5；*6*—8.0.

时,几乎全部(>80%)被水解. 因此利用該方法可以探察到溶液被大量稀释时,放射性同位素的性状.

可以使用草酸和任一无机酸中(盐酸、氯酸、硝酸、硫酸)作为电解液，因为无論是鈥还是鈰,在最佳条件下:氫离子浓度为 $10^{-3}M$, 电流密度为 100 毫安/厘米²电解时間为 1.5—2 小时，都能定量地分出. 在此条件下实驗的精密度为 ±3%.

在表中叙述了 3—5 次实驗的平均值.

由不同酸中电解分离 ($Ce^{144}+Pr^{144}$) 和 Ho^{166}

酸	产率 %	
	($Ce^{144}+Pr^{144}$)	Ho^{166}
HCl	98.7	100.2
$HClO_4$	97.8	99.6
HNO_3	100.6	97.4
H_2SO_4	沒进行实驗	96.9
$H_2C_2O_4$	,,	90.4

上述的电沉积方法即可以用于稀土元素的化学分析方面，也可在研究同位素組成时用来制备薄膜.

参 考 文 献

[1] G. Seaborg, A. Whall: The Chemical Properties of Elements 94 and 93; G. Seaborg, J. Katz. The Transuranium Elements. Division IV—Plutonium Project Record, **14B**, Researsh Papers, Part I, Paper I. 6, p. 25. New York, McGraw-Hill Book Co., 1949.

[2] В. Б. Дедов, В. Н. Косяков: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 7. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 452.

[3] F. Todt. *Z. phys. Chem.*, **113**, 329 (1924).

[4] А. Г. Самарцева. Тр. Всесоюзной конференции по применению радиоактивных и стабильных изотопов и излучений в народном хозяйстве. Изотопы и излучения в химии. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 318.

鈮—錸 系 相 图

沙維茨基(Е. М. Савицкий) 蒂尔基娜(М. А. Тылкина)
伯瓦洛娃(К. Б. Поварова)

鈮和錸是过渡族金属元素，它的第 d 电子壳层沒有完全填滿. 表中列出了这两个元素的一些比較的数据.

关于鈮-錸系的情况有下面一些文献的报道. 在文献[1]中,用伦琴射綫和显微鏡方法研究了鈮-錸系的八个鑄态合金. 含錸 60% 到 82% 原子百分比的合金,在 1200℃ 退火 72 小时后确实有 χ 相(α—Mn 結构型)形成,它的晶格常数 a = 9.67 Å. 含錸接近 50% 原子百分比的合金在 1000℃ 退火120小时后确实出现另一个中間相: σ 相,它的晶格常数 a=9.72; c=5.07 Å; c/a = 0.52. 已經发現鈮-錸固溶体含 40% 原子百分比的錸. 在文献[2]中, 用伦琴射綫方法研究鑄态的鈮錸合金样品只发現有一个 χ 相. 含錸 75% 原子百分比的合金它的晶格常数为

鈮和錸数据的比較表

特性	鈮	錸
原子半径,Å	1.45	1.37
晶格常数,A	体心立方 ($a = 3.294$)	致密六角 (a=2.755到2.76;c=4.4493到4.458c/a=1.614到1.615)
熔化溫度,℃	2415	3170
密度,克/立方厘米和錸相比較时	8.4	21.02
原子半径的差别,%	+5.84	—

9.67_6 Å. 在单位晶胞中鈮原子和錸原子的位置已經根据下述假定加以检驗：即化合物 $Re_{22}Nb_7$ 的結构形式和其中 Re, Nb 原子无序和有序排列的座标都和 α—Mn 的原子座标一样；由此可以得出結論：单位晶胞中鈮原子和錸原子的位置排列基本上是有序的．不久以前[3]，用伦琴射綫方法研究含錸 75% 原子百分比的鑄态合金发現晶格常数为 $a = 9.638$ Å 的 χ 相，而含錸 50% 原子百分比的鑄态合金，經 1000℃ 退火后发現晶格常数为 $a = 9.78$，$c = 5.11$ Å 的 σ 相，以及以鈮为基的固溶体． 本文作者在文献 [4] 中認为鈮-錸系中的 σ 相从熔化温度到温度高于 1200℃ 范围內都是稳定的．

为制备合金用的錸粉的純度为 99.8% 重量比，它是用氫把 $KReO_4$ 还原而得到的． 所用的鈮是金屬陶瓷体鍛造的金屬鈮，它的成分为：(重量比%)鉭-0.8，鈦-0.04；硅-0.04；鉄-0.02；鉛 —$2 \cdot 10^{-4}$；鉍 —$2 \cdot 10^{-4}$；其余为鈮．

用鈮块和錸粉配制的合金先用压力压紧成块，再在 1700℃ 烧結以保証致密性并除气完全，这对合金的进一步熔合均匀是必需的．制备合金的具体方法在文献[4]中說明．

用"沸点法"(капельный метод) 測量熔化温度，即根据液体金属充滿鉆在样品上的小孔的方法．用光学高温計測定温度，光学高温計上的刻度是根据在同样条件下純金属的温度来分度的．測温度的具体方法和装置在文献[5]，[6]中談到过．

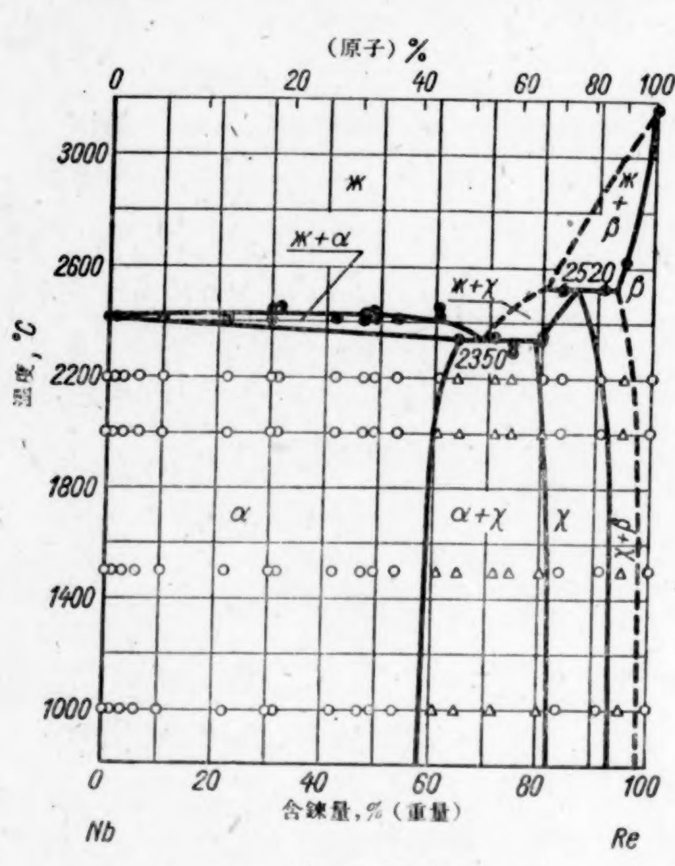


图 1 鈮-錸系相图

○——单相結构； △——双相結构； ●——熔化溫度．

用伦琴射綫方法和显微鏡方法进行合金的相分析，也可測量鑄态合金和在 2200℃ 退火 1 小时，2000℃ 退火 5 小时，1500℃ 退火 50 小时(在高真空炉中) 以及在 1000℃ 退火 600 小时(再在水中淬火) 的合金的硬度和各組成相的显微硬度进行合金的相分析．

伦琴射綫分析方法是用 CuK_α 和 VK_α 射綫，并用 РКД 型照相机进行的．用一般的研磨方法磨光，抛光再用 HNO_3(浓)+HF(浓)(1:1)的混合腐蝕剂腐蝕．

硬度用維克斯硬度計測量，負荷为 10 公斤；測量化学化合物区域中的脆性合金的硬度則用負荷 5 公斤． 为了鑑定組成相的結构，在 ПМТ-3 仪器上測量它們的显微硬度，此时負荷为 100 和 200 克。应当指出，在負荷为 5 公斤时的硬度值和在負荷为 200 克时的

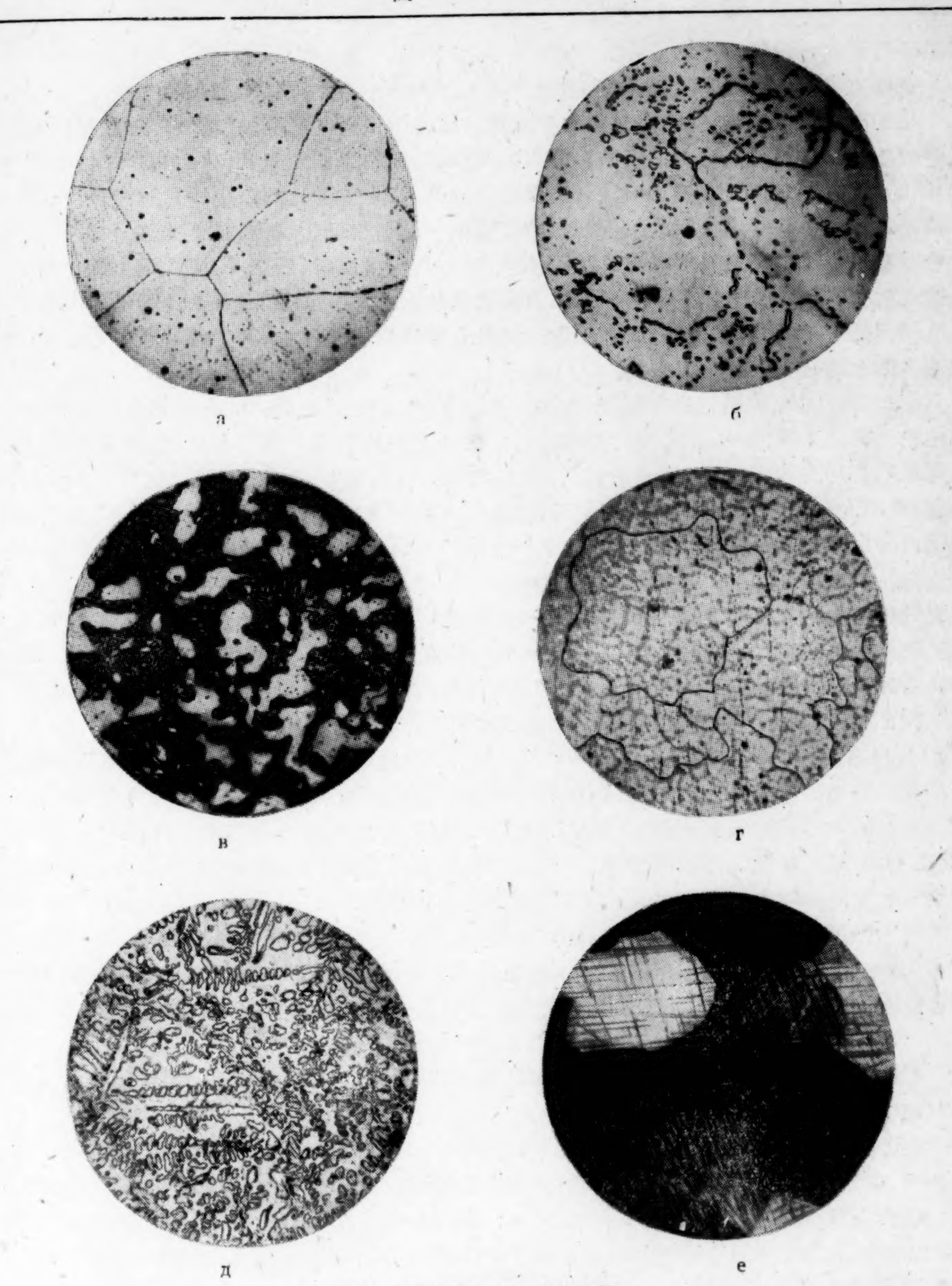


图 2　鈮-錸合金的显微結构

а——含錸 53% 重量比，1000°C 退火 600 小时，α 相；
б——含錸 60.3% 重量比，1600°C 退火 50 小时，$(\alpha+\chi)$ 相；
в——含錸 71% 重量比，1600°C 退火 50 小时，$\chi+(\alpha+\chi)$ 共晶相；
г——含錸 84% 重量比，1000°C 退火 600 小时，χ 相；
д——含錸 95% 重量比，1000°C 退火 600 小时，$(\chi+\beta)$ 相；
е——含錸 100% 重量比，鑄态.

显微硬度值符合得很好.

根据上述工作所得到的鈮-錸系相图見图1. 各合金的显微結构列在图2中.

从相图中可以看到,錸固溶在鈮中形成固溶体占了很大的区域,当达熔化強度时錸溶解在鈮中約达64% 重量比(46.5% 原子百分比),并随温度的降低而降低; 在 1000°C 时溶解度約56% 重量比(38.50% 原子百分比). 根据对含錸到53% 重量比的合金的显微鏡分析的数据,不論是鑄态的还是經退火过的合金的晶粒都是单一的多边形顆粒(图 2a).含錸 60.3% 重量比的合金在温度接近熔化温度时为单相固熔体,而在較低温度时(图 2, б)变成两个相,尤其在低温退火后第二相的数量显著地增多. 随着含錸量的增加,这一区域的合金的熔化温度降低,熔点从純鈮的 2415°C 降到含錸 65% 重量比的合金的熔点 2340°C. 初生的 α 固溶体的晶粒是直接从熔化的合金中結晶出来的.

在 2520°C 时,根据包晶反应Ж(液体) + $\beta \rightleftharpoons \chi$ 直接从熔化的合金和从以錸为基的固溶体中生成出 χ 相(α—Mn 結构). χ 相的均匀区域在温度变化时几乎不变,它含錸約82—93% 重量比 (或 69.5—86.5% 原子百分比). χ 相的晶格常数随含錸量的不同而改变,对含 83.4% 重量比(71.5% 原子百分比)錸的合金而言,晶格常数为 9.67 Å, 而含錸 90.9% 重量比(或82% 原子百分比)的合金则为 9.61 Å, 这和文献[1,2]的数据相当符合. 在 χ 相均匀区域内的合金的显微結构見图 2, г. χ 相的結构型式和化合物 $Re_{22}Nb_7$ 相当. 应当指出, 在鑄态时 χ 相所固有的树枝状結构甚至在很长时間的退火之后仍然不能完全消灭(1000°C 退火 600 小时), 这种扩散与过程进行的速度較小有关. χ 相的显微硬度当負荷为 200 克时为 1080 公斤/毫米², 当負荷为 5 公斤时的維氏硬度为 1050—1150 公斤/毫米².

在 χ 相区域和以鈮为基的 α 固溶体区域之間还存在一个所相区域 $\alpha + \chi$ 相区. 在这一区域,当含錸約为 67—68% 重量比(50—51% 原子百分比)时在温度为 2340°C 时有共晶相变.

非常有趣的事实是在該区域内, 用伦琴射綫方法分析发現含錸 64.5% 重量比的鑄态合金中有 σ 相和 α 固溶体共存,而在含錸 71.5% 和 74.3% 重量比的合金中则 σ 相和 χ 相及少量的 α 固溶体共存. 象已經指出的对在鈮-錸系中相对地存在的 σ 相有各种相互矛盾的解释一样,对这一有趣的事实也存在各种相互矛盾的理解.这种分歧可以归結为由于在文献[1,3]中所研究的合金接近于平衡状态的程度不同的原因. 文献[3]中認为 σ 相是高温相,存在于从熔化温度到 1200°C 的温度范围内的論据并不能認为是充分的. 在 2200,2000,1500 和 1000°C 退火的合金中,我們用各种研究方法进行研究并未发現有 σ 相出現. 这一区域的合金仍为 $\alpha + \chi$ 两相区域. 目前正在継續比較詳細地研究 σ 相的稳定温度范围.

鈮溶解在錸中形成的单相固溶体区域已經在原则上确定了. 显然,在接近于熔化温度时,鈮在錸中的溶解度不超过 2—5% 重量比.

在 χ 相区域和以錸为基的固溶体区域之間还有 $\beta + \chi$ 两相区域存在. 属于这一区域的含錸 95% 重量比 (90.5% 原子百分比)的合金的显微結构見图2, б. 这一区域的合金的熔化温度从 2520°C (包晶轉变Ж(液体) + $\beta \rightleftharpoons \chi$) 到純錸的 3170°C (图 2, e). 以錸为基的固溶体的初生晶粒从熔化的合金中直接形成. 合金的硬度从含錸 90.9% 重量比的合金为 1100 公斤/毫米²降到純錸的 300 公斤/毫米².

参 考 文 献

[1] P. Greenfield, P. Beck: *J. Metals*, **8**, No. 2, 265 (1956).
[2] Я. Немец, В. Тжебятовский: Бюллетень Польской академии наук, отд. 3, **4**, № 9, 591 (1956).
[3] A. Knapton: *J. Inst. Metals*, **87**, No. 1. 28 (1958).
[4] Е. М. Савицкий, М. А. Тылкина, И. А. Цыганова: *Атомная энергия*, **7**, вып. 3, 241 (1959).

[5] Н. А. Киселев: Сборник трудов Ин-та металлургии АН СССР, № 3. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 268.
[6] Е. М. Савицкий, М. А. Тылкина: *Жнеорганич. хим.*, **3**, вып. 3, 820 (1958).

論薄靶核反应产額增大的可能性

馬克西莫夫(М. З. Максимов)

大家知道，当带电粒子的能量 E_0 相同时，薄靶的核反应产額总是比厚靶的产額要低些．例如，$Cu^{65}(d, 2n)Zn^{65}$ 反应，当 $E_0 = 10$ 兆电子伏以及薄靶的能量損失 $\Delta E_0 = 0.1$ 兆电子伏时，这两种产額之比等于 $\frac{\Delta B}{B} \simeq 0.05$．而且在两种情况下，由于核反应所致粒子的損失极微小(10^{-6}—10^{-4})，可以忽略；由慢化作用引起厚靶中粒子作用率的大大降低，因为这种慢化使粒子阻滞在物质中．而在薄靶中，粒子则能全部通过，仅只損失一部分能量．可以借助于磁場把粒子引到同一个靶上，直到初始能量耗尽为止．虽然比放射性比厚靶的比放射性增长得快，但是这些粒子的作用率却因同一个原因而逐漸降低．如果每穿过一次之后，将有 ΔE_0 能量传遞給粒子的話，那么这些粒子以固定能量 $E_0 = 4.8 \times 10^5 (HR)^2 \frac{Z_a^2}{a}$ 完成核轉化将穿过該靶 ν 次．此时，物质中的能量損失和能量增量之間，有某种共振存在．只有选好靶子的厚度 Δl_s，使靶子中的能量損失等于一圈內的增量，亦即 $\Delta E_0 = 2Z_a V_0 \cos\varphi$（$\varphi$——半径 R 上的加速場的相位，V_0——加速电压差（兆电子伏）），那么在迴旋加速器中就可能建立起这种条件．最好取用两个靶子，每个厚度为 $\frac{\Delta l_s}{a}$，相对于加速器中心对称安置．从比損失的关系求得

$$\Delta l_s \simeq 7 \times 10^{-3} \frac{AE_0}{aZ_aZ} \frac{2V_0\cos\varphi}{\ln\frac{200E_0}{aZ}} \text{克/厘米}^2. \tag{1}$$

当遵守这个条件时，在靶子极薄，与稳定軌道长度相比，加速縫的寬度很窄的情况下，穿过的次数 ν 可能很大．但是在实际条件下，Δl_s 不太小，所以必須考虑粒子在靶子內的多次散射，因为它会使束扩大，假如磁場的聚焦作用很弱的話，粒子就会落到室壁上．为了估計这一效应和磁場的聚焦性质，我們应用文献[1]的結果和公式(1)，这时穿透的有效次数的下限和相应总产額 $B_{有效} = \frac{\sigma N_0}{A} \nu_{有效} \Delta l_s$ 为：

$$\nu_{有效} \simeq 3\text{—}4 \times 10^3 n \left(\frac{d}{R}\right)^2 \frac{aE_0}{ZZ_a 2V_0\cos\varphi} \frac{\ln\frac{200E_0}{aZ}}{\ln 183Z^{-1/3}}, \tag{2}$$

$$B_{有效} \simeq (6\text{—}8) \times 10^{-4} \frac{(Hd)^2 E_0 n(E_0)\sigma(E_0)}{aZ^2 \ln 183 Z^{-1/3}}, \tag{3}$$

式中 $\sigma(E_0)$——反应截面（靶）；H——磁場（仟奥斯特）；$n(E_0)$——磁場的降落指数；d——D 形盒的半高度（厘米）．由所得到的表式可作出結論，总产額通过乘数 $E_0 n(E_0)\sigma(E_0)$ 与入射粒子的能有关，所以用加速器乘数最大的軌道工作最为有利．显然，在稳定軌道的区域內，附加磁場的非均匀度及 D 形盒的高度，即可增大 $\nu_{有效}$，因而就会增加总产額．

由公式(1)可以得出結論，在給定的軌道上，靶的共振厚度取决于相位，而相位也取决于加速器的共振条件，所以，如果取 $\Delta l_s < (\Delta l_s)_{\varphi=0}$，那末可以用(例如按中子射綫)調整磁場的方法充分滿足公式(1)的条件.

应当指出，虽然在薄靶中能量的損失比厚靶中小，导热性能較次，然而因此当电流大时，沒有附加改进的靶子所預料的效应的观察就复杂化了. 最大电流的粗略計其得出

$$v_{有效}\, j \simeq \left\{\frac{6}{V_0 \cos\varphi}\left(\frac{T}{1000}\right)^4 + \frac{2\lambda(T - T_0)}{S\rho}\right\}, \quad (4)$$

式中第一項与輻射相应，第二項与导热率相应，T——靶子的絕对温度；λ 和 ρ——分别表示靶的导热率 (10^{14} 兆电子伏/厘米·秒)和密度(克/厘米^3)；S——束的面积；j——起始电流.

对于 $H = 15.5$ 仟奥斯特；$V_0 = 0.1$ 兆电子伏；$n = 0.25$；$\varphi = 60°$[2] 的迴旋加速器和銅靶，則有 $\Delta l_s = 2.2$ 毫克/厘米^2，$v_{有效} = 24$；$v_{有效}\ j = 200—300$ 微安及 $\frac{B_{有效}}{B} \approx 1—2$，亦即薄靶的产額比厚靶的产額略大，而比放射性甚至要相差数百倍.

利用薄靶可以增大核反应的产額而不需要磁場，其方法是把靶子一个放置在另一个的后面，因为在这种情况下，可利用某种共振方法补償每个靶子的能量損失. 此处散射效应实际上較小，热負荷不大.

当利用低能粒子时，例如当按 $D - D$, $D - T$ 及其它反应获得中子时，入射粒子能量不大($\lesssim 0.5$ 兆电子伏)，上述方法会特别适用，因为当能量很小时，$\Delta B/B \simeq 1$，所以如果以前的条件都遵守的話，穿透数增加(或沒有磁場的靶子数目)是完全有利的.

最后作者对普柳頓(А. А. Плютто)、廖吉也夫(Н. И. Леонтьев)和德米特里也夫(П. П. Дмитриев)表示感謝，感謝他們所給予的有益的討論.

参　考　文　献

[1] J. Casseles, J. Dickson, J. Howlett: *Proc. Phys. Soc.*, **64B**, No. 540, 719 (1951).
[2] П. П. Дмитриев, Н. Н. Краснов, Е. Н. Хапров: *Атомная энергия*, **III**, № 7, 45 (1957).

能量为 14.7 兆电子伏的質子在鋁內的射程

盖恩 (М. Я. Ген)　彼得罗夫 (Ю. И. Петров)

用吸收法測量質子能量經常是利用鋁的，它可以做成薄箔或具有高均勻度和純度的大块.

文献[1]所引的鋁內質子射程与其能量的关系对低能范围是基于李文斯登 (Livingston) 和貝采(Г. Бете)的曲綫，高于 15 兆电子伏为斯米特 (Смит)的計算. 在 2—4 兆电子伏能量范围內，这个关系与維里逊(Вильсон)的測量結果相符合.

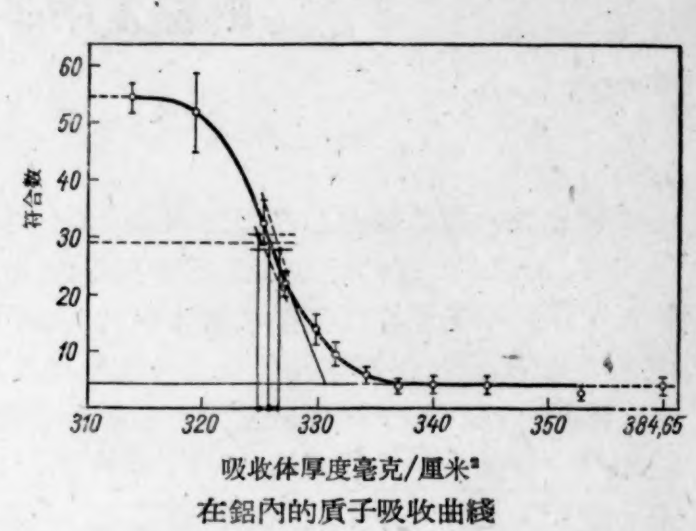
更晚的文献 [2—4] 和我們測量的实驗結果証明了在 14.6—18 兆电子伏能量范围內計算曲綫的正确性，与其差不超过 1—2%.

由 $He^3(d, p)He^4$ 反应获得質子，在与 He^3 离子束成 90° 角的方向上得到的質子能量为 14.7 兆电子伏. 加速电压为 150 千伏，靶上电流保持 100 微安. 利用重冰作靶. 質子用二个接入符合綫路的正比計数器記录. 二个計数器是高为 80、直径为 27 毫米的、开有入射質子束的側窗(其直径为 10 毫米)的黃銅圓柱体，它們并排地放在一个黃銅外壳內. 計数器充以 8%

的甲烷与氩的混合物，压力为 38 毫米汞柱.

质子垂直于灯絲相継地通过二个計数器. 入射窗是用厚为 1090 微米的鋁片密盖的. 在靶与計数器之間的真空管內放置一組不同厚度的鋁箔. 質子流用二个独立的、类似結构的正比計数器来检查，計数器接入符合电路.

图上所引的測量結果表明：能量为 14.7 兆电子伏的质子在鋁內的平均射程等于 325.7±1 毫克/厘米^2，理論值为 330 毫克/厘米^2，确定最大可能誤差值的方法从图上的几何形状来看是很明显的. 质子能量是根据中子、质子、He^3 和 He^4 质量的表值計算的. 当从靶心在～2°角时卽可看到較远一个計数器的窗孔，它所引起的能量分散不超过 ±10 仟电子伏. 质子能量的某些不确定性是由于未分离开来的$(He^3)^+$ 和 $(He^3)^{++}$ 离子束轰击靶而产生的.



吸收体厚度毫克/厘米^2

在鋁內的质子吸收曲綫

但是，如果假定所有看到的质子，其产生只与双倍带电离子有关，則质子最大能量值不是通用的 14.7 兆电子伏，而应是 14.73 兆电子伏.

在厚靶內质子能量的損失可以忽略，因为能量为 150 仟电子伏的 He^3 离子被极薄的表面层阻止了.

如果取 1 厘米空气相当 1.5 毫克/厘米^{2}鋁(按阻止本領)，則在我們的情况下理論預計的剝裂效应应为 ～1.68%[1,5]，实驗得到为～1.54%(参見图).

能量为 14.6—18 兆电子伏的质子在鋁內的射程

质子能量，兆电子伏	射程，毫克/厘米^2	参考文献
14.6	325	[2]
14.7	325.7±1	本文
15±0.2	343.5±1%	[3]
18±0.02	477.0±0.5	[4]

表內引入了能量为 14.6—18 兆电子伏的质子在鋁內的射程的綜合实驗数据.

作者向兰普斯基(О. И. Лейпунский)对工作的安排和討論，揚波里斯基 (П. А. Ямпольский)—系列有益的指导，史米尔諾夫(В. И. Смирнов)参加电子学仪器的拟制和彼茨(Л. А. Пец)在使用加速管时的帮助表示感謝.

参　考　文　献

[1] Г. Бете, Ю. Ашкин: Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Сегре, т. 1. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
[2] J. Hatton, G. Preston: *Nature*, **164**, 143 (1949).
[3] H. Bichsel, R. Mozley: *Phys Rev.*, **90**. 354 (1953).
[4] E. Hubbard, K. Mackenzie: *Phys. Rev.*, **85**, 107 (1952).
[5] M. Livingston. H. Bethe: *Rev. Mod. Phys.*, **9**, 263 (1937).

U^{238}, U^{235} 及 Th^{232} 为快中子所分裂的緩发中子的絕对产額

馬克修金科 (Б. П. Максютеико)

被分裂物质的样品放在鍋容器中，在快中子流中照 射5 分鈡，快中子流是从 $D(d, n)He^3$ 及 $T(d, n)He^4$ 反应的級联发生器中获得的，然后撤到計数部分． 实驗的几何条件，計数仪器的工况以及中子源都与测量相对产額的实驗[1]相同(計数率的記录例外)． 在本文中記录了一定时間間隔內(在控制器計数的单位时間內)的緩发中子的总計数率 N_d.

然后，在相当于样品的位置上放置分裂室(它有与分裂物质厚度相同的分裂层)，并测量在相同中子流中的分裂数 N_f. 由于得到了 N_d/N_f 值，在以后可用来計算各种元素为不同能量中子所分裂的緩发中子的絕对产額之比．实驗中所用的样品是直径 35 毫米厚 1 毫米的圓盘，而平板分裂室的分裂物质层的直径为 35 毫米，厚度大于分裂碎片的最大射程．

可以証明，对薄的样品說来，相同元素为不同能量中子所分裂的緩发中子的絕对产額之比等于

$$\frac{\mu_{E_1}}{\mu_{E_2}} = \frac{(N_d/N_f)_{E_1}}{(N_d/N_f)_{E_2}} \frac{1+\frac{\bar{a}_{E_1}}{2}}{1+\frac{\bar{a}_{E_2}}{2}} \frac{1+\frac{\bar{a}_{E_2}}{3}}{1+\frac{\bar{a}_{E_1}}{3}} \frac{\Sigma E_2}{\Sigma E_1} \frac{\xi_{E_2}}{\xi_{E_1}} \tag{1}$$

式中，符号 E_1 与 E_2 表示相应中子的能量；μ 为緩发中子的絕对产額；$\bar{a}_E$ 是考虑到分裂碎片各向异性分布的修正，对进行分裂的相应的中子譜綫取平均值，而且 $a = R - 1$（R 是裂片相对于中子运动方向为 0 度与 90 度时裂片产額之比)；ξ_{E_2}, ξ_{E_1} 是考虑到中子流的減弱以及在样品中二項碰撞的修正；Σ 表示和 $\Sigma c_i \tau_i \times \left(e - \frac{t_1}{\tau_i} - e \frac{t_2}{\tau_i}\right)$ 的縮写，其中 c_i 是第 i 組緩发中子实驗测量产額之比($\Sigma c_i = 1$)；τ_i 为第 i 組的平均寿命；t_1 与 t_2 为测量的始末时間（假定样品活性达到飽和)．

U^{235} 与 U^{238} 为相同能量中子所分裂的緩发中子的絕对产額之比 μ_5/μ_8 由如下方程决定

$$\frac{\Sigma_8}{\Sigma_{5+8}} \frac{N_{d(5+8)}}{N_{d(8)}} \frac{\xi_8}{\xi_{(5+8)}} \frac{x_8}{x_{(5+8)}} = 0.1 \frac{M_{(5+8)}}{M_8}\left[1 + 9\frac{\sigma_{f(5)}}{\sigma_{f(8)}} \frac{\mu_5}{\mu_8}\right] \tag{2}$$

式中下标 8 与(5＋8)分别是 U^{238} 与 U^{235}(浓度为90％)；$x_8/x_{(5+8)}$ 为第一組緩发中子計数效率之比(位置在該样品的中央部分)，效率的变化与自吸收有关；M 表示样品的質量；$\sigma_f^{(5)}$ 与 $\sigma_f^{(8)}$ 分别为 U^{235} 及 U^{238} 的分裂截面．

比值 $x_8/_{(5+8)}$ 由实驗来确定，光中子源 Na ＋ D_2O 及 Na ＋ Ba (制成与样品有相同直径的圓盘)与样品 U^{235} 及 U^{238} 一起放在計数部分的中央测得的．

U^{238} 及 U^{235} 为相同能量中子所分裂的絕对产額之比由下式确定

$$\frac{\mu_8}{\mu_2} = \frac{(N_d)_8 A_8 \sigma_2 M_2 x_2 \Sigma_2 \xi_2}{(N_d)_2 A_2 \sigma_8 M_8 x_8 \Sigma_8 \xi_8} \tag{3}$$

式中下标 8 与 2 分别为 U^{238} 与 Th^{232}.

还测量了 U^{235} 为热中子及能量为 15.0 兆电子伏的中子所分裂的緩发中子絕对产額之比．

为了減少热中子流的減弱，在这些实驗里所用的样品为重 0.734 克直径 35 毫米的 U^{235}，它放在鋁容器中，平板分裂室由浓度 90%，厚度为 7 毫克/厘米^{2}的 U^{235} 层的鋁所制成.

已知 U^{235} 为不同能量中子所分裂的絕对产額之比以及 U^{238} 与 U^{235} 为相同能量中子所分裂的产額之比，可求出 U^{235} 为热中子所分裂的緩发中子絕对产額（通常为 1）. 这个値也是釷的.

系数 R 値取自文献[2、3]，能量为 2.25，3.8 及 15 兆电子伏的分裂截面之比分别取自文献[4、5、6]. 应該指出，在文献[1]以及此項工作中都是指中綫能量. 在計算中很自然利用最大几率能量 2.4 与 2.25 兆电子伏一起，3.3 与 3.8 兆电子伏一起（参看上述反应譜的工作[7]）.

緩 发 中 子 的 絕 对 产 額

中子能量 Мэв	U^{235}	U^{238}	U^{232}
15.0	1.86±0.06	4.60±0.28	5.11±0.38
3.3	0.99±0.04	2.45±0.17	3.18±0.26
2.4	1.03±0.04	2.58±0.14	3.40±0.28
热中子	1	—	—

实驗結果列在表中. 表中数据表明，当进行分裂的中子能量一直增加到 4MЭB 之前絕对产額不发生变化. 当中子能量为 15.0 兆电子伏时輸出差不多增加 2 倍.

作者感謝卡薩奇科夫斯基（О. Д. Казачковский）与斯大維斯基（Ю. Я. Ставиский）对此項工作的宝貴指导与关怀.

参 考 文 献

[1] Б. П. Максютенко. Ж. эксперим: *и теор. физ.*, **35**, 815 (1958).
[2] R. Henkel, J. Brolley: *Phys. Rev.*, **103** 1292 (1956).
[3] В. М. Струтинский: *Атомная энергия*, **II**, № 6, 508 (1957).
[4] R. Lamphere: *Phys. Rev.*, **104**, 1654 (1956).
[5] R. Smith, R. Henkel, R. Nobles. *Bull. Amer. Phys.* Soc., Ser II, **2**, 196 (1957).
[6] А. А. Березин, Г. А. Столяров, Ю. В. Никольский, И. Е. Челноков: *Атомная энергия*, **5**, вып. 6, 659 (1958).
[7] D. Livesey, D. Wilkinson: *Proc. Roy Soc.*, **A195**, 129 (1948).

利用别林基-塔姆(Беленький-Тамм)平衡譜計算某些物質在单色电子束的作用下光激中子的产額

哥馬拿依 (В. И. Гомонай) 克利夫斯基 (И. Ю. Кривский)
施高大-烏雅諾夫 (В. А. Шкода-Ульянов)

現在已經研究和建造了許多大流強的电子加速器，它們能使被加速粒子具有极不相同的能量. 当电子束与加速器內部和外部的各种另件相互作用时产生了由強中子通量相伴随着的強大的 γ 輻射. 在能量直到足以产生介子的范围內，光激中子的基本来源是由 (γ, n)，$(\gamma, 2n)$，(γ, np) 型的光核反应. 在这些反应中，以 (γ, n) 反应貢献最大，它当能量数量級为 15—20 兆电子伏时具有很大的截面. 由于电子束与加速器本身的另件或者与其外部的各种測量仪器（例如用来測量电子束強度的法拉弟圓筒）相互作用，电子束实际上是全被吸收了. 按文

献[1,2] 所給的数据，当加速电子的能量为 200—600 兆电子伏的加速器工作时产生的光激中子通量能够达到 10^9—10^{12} 中子数/秒的数量級．这些数据說明了当电子加速器（尤其是直綫型）工作时应特别注意中子防护問題的必要性．

在高能区域，为了估計电子加速器工作时在重元素中产生的光激中子可能具有的通量值，我們可以利用所謂在 A 近似下的簇射理論（приближение A лавинной теории）[2,3]．这个近似的应用不应該引起大的不精确性，因为在这个近似中用到的、限制能量数値的基本不等式 $E_0 \gg E_p \gg \beta$ 是滿足的，此处 E_0 为被加速的电子的能量，E_p 为能够有效发生 (γ, n) 反应的共振能量，β 表示对給定元素的临界能量．

对于中等和輕元素，不等式 $E_p \gg \beta$ 是不滿足的．除此，現在在各种科学和技术部門中广泛利用的是带有能量为 15—20 兆电子伏的电子加速器．在此情况下，为了决定光激中子的产額就必須利用簇射理論的更精确的結果，因为，例如对銅来講，β 等于 16 兆电子伏，E_p 为 18 兆电子伏，即 E_0 和 E_p 同数量級．本文利用別林基–塔姆（Беленький-Тамм）平衡譜1)对 Pb，Cu，Al 和 C 进行了相应的計算．在加速器工作时，这些元素是作为基本的材料被使用着的（如法拉弟圓筒、加速器內的另件、屏蔽物）．为了把得到的結果与那些 Z 相邻的元素相比数，我們也計算了来自 U 和 Bi 的光激中子产額．

借助于簇射理論，能够估計当光子和电子束全被吸收时产生的光激中子的数目． 在单能电子束的情况下，这个量可以用下列公式表示[1,4]：

$$Q(E_0) = \frac{E_0}{\beta} \int_{\varepsilon_n}^{\varepsilon_0} \frac{\sigma_{\gamma,n}(\varepsilon)}{\sigma_n(\varepsilon)} \varphi_p(\varepsilon_0, \varepsilon) d\varepsilon \tag{1}$$

对某些物质的临界能量及閾能

物 质	β，兆电子伏	E_n，兆电子伏	給出 $\sigma_{\gamma,n}(E)$ 依賴关系的文献
C	68.7	18.7 [5]	[6]
Al	36.6*	14.0 [7]	[6]
Cu	16.4	8.3	[8]
Pb	6.63*	7.3 [9]	[12]
Bi	6.54	7.4 [5]	[8]
U	5.85	5.6[10]	[8]

* 对于 Pb 和 Al 的 β 值亦可参考文献[4]

此处 $Q(E_0)$ 表示在能量为 E_0 的单能电子束完全被吸收的情况下，每一个原始电子所产生的光激中子数；$\varepsilon = 2.29E/\beta$；$\varphi_p(\varepsilon_0, \varepsilon) = e^{\varepsilon} = \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{e^{-x}}{x^2} dx$；$E$ 为在簇射中光子的能量；E_n 为 (γ, n) 反应閾能；$\sigma_{\gamma,n}(E)$ 表示 (γ, n) 反应截面；

$\sigma_n(E) = \sigma_{电子对}(E) + \sigma_{康普頓}(E)$ 表示光子吸收的总截面． $Q(E_0)$ 可用积分(1)按辛卜生公式計算；$\sigma_n(E)$ 可按已知公式計算同时利用表中所列的数据．我們按文献[4]中所述的方法計算了 β 值．对于 $Q(E_0)$ 計算的結果表于图 1 和图 2 上．

为了校检数值計算的結果，我們利用积分方程(1)对于 $\sigma_{\gamma,n}$ 的解[11]． 得到了 Cu，Al 和 C 的 $\sigma_{\gamma,n}(E)$ 数值．結果发現計算的 (γ, n) 反应截面与原始数据符合得很好，从而証实了我們所进行的計算的正确性．

1) 可参考：I. Tamm, S. Belenky, Phys. Rev. 70, 660 (1946)（譯者注）

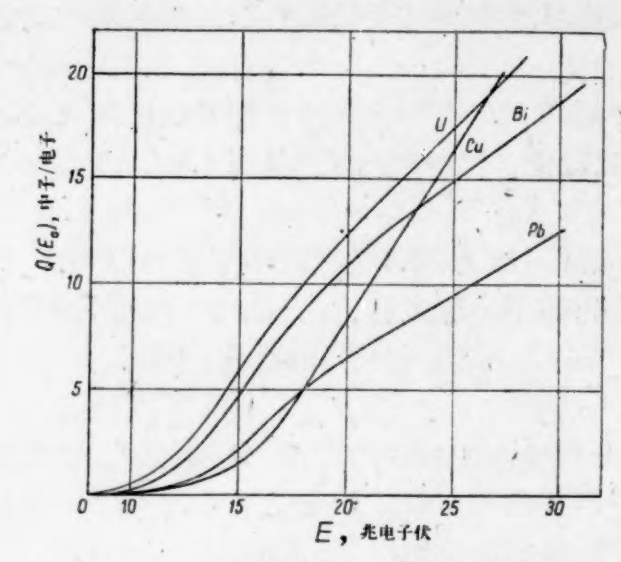


图1. 对于 Cu, Pb, Bi 和 U, 光激中子产額与入射电子能量的关系
乘数：对于 Cu为0.25×10^{-3} 中子/电子，对于 Pb 和 Bi 为 0.5×10^{-3} 中子/电子，对于U为 10^{-3} 中子/电子.

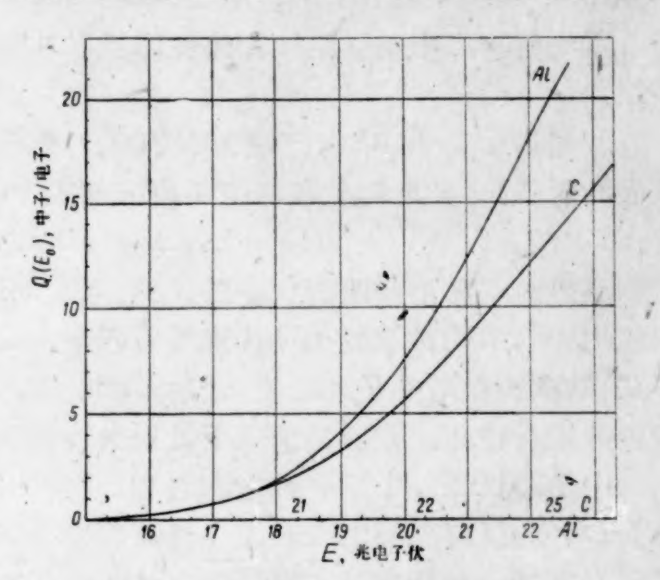


图2. 对于 Al 和 C, 光激中子产額与入射电子能量的关系
乘数：对于 Al 为 0.2×10^{-4} 中子/电子，对于C为 0.8×10^{-5} 中子/电子.

作者对参与数值計算工作的巴拉巴諾夫(Н. М. Балабанов)、高派加(И. В. Гопака)、伯老哥毕哥(Г. А. Прокопенко)、雷达欽哥(Г. А. Редченко)表示感謝.

参　考　文　献

[1] В. И. Гольданский, В. А. Шкода-Ульянов: *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **28**, 623 (1955).
[2] M. Chodorow, E. Crinston, W. Hansen, R. Kynl, B. Neal, W. Panofsky: *Rev. Scient. Instrum* **19**, 89 (1948).
[3] Б. Росси, К. Грейзен: Взаимодействие космических лучей с веществом. М., Изд-во иностр. лит., 1948.
[4] С. З. Беленький: Лавинные процессы в космических лучах. М., Гостехиздат, 1948.
[5] R. Nathans, J. Halpern: *Phys. Rev.*, **93**, 437 (1954).
[6] R. Montalbetti, L. Katz, J. Goldenberg: *Phys. Rev.*, **91**, 659 (1953).
[7] L. Eyges: *Phys. Rev.*, **86**, 325 (1952).
[8] Б. И. Гаврилов, Л. Е. Лазарева: *Ж. эксперим. и теор. физ.* **30**, 855 (1956).
[9] R. Sher, J. Halpern, A. Mann. *Phys. Rev.*, **84**, 387 (1951).
[10] B. Diffield, J. Huizenga: *Phys. Rev.*, **89**, 1042 (1953).
[11] В. А. Шкода-Ульянов: Всесоюзная конференция по ядерным реакциям при малых и средних энергиях. (Москва, 1957). Краткое сообщение.
[12] M. Elaine Toms, E. Stephens: *Phys. Rev.*, **108**, 77 (1957).

中子被氧，銻和鉻核散射时的能譜

高尔富曼(Ю. В. Гофман)　聶滅兹(О. Ф. Немец)
托卡列夫斯基(В. В. Токаревский)

尽管关于中子同核的相互作用曾进行了大量的研究工作，但测量散射中子能譜的研究数量却仍然是相当少的. 研究中子能譜时可以单值的确定各能級的能量及其激发的一部分截面，这在测量γ——量子能譜时由于級联跃迁的存在是很难做到的.

本文将列出中子被銻核和鉻核弹性和非弹性散射以及中子被氧核弹性散射时能譜的测量結果.

利用 $D(d, n)\ He^3$ 反应做为中子源. 氘核被加速到 150 千电子伏的能量并且使其飞向重冰做的靶子. 散射体放在与中子束方向成 13° 的位置上,所以中子的能量是 2.9±0.1 兆电子伏.

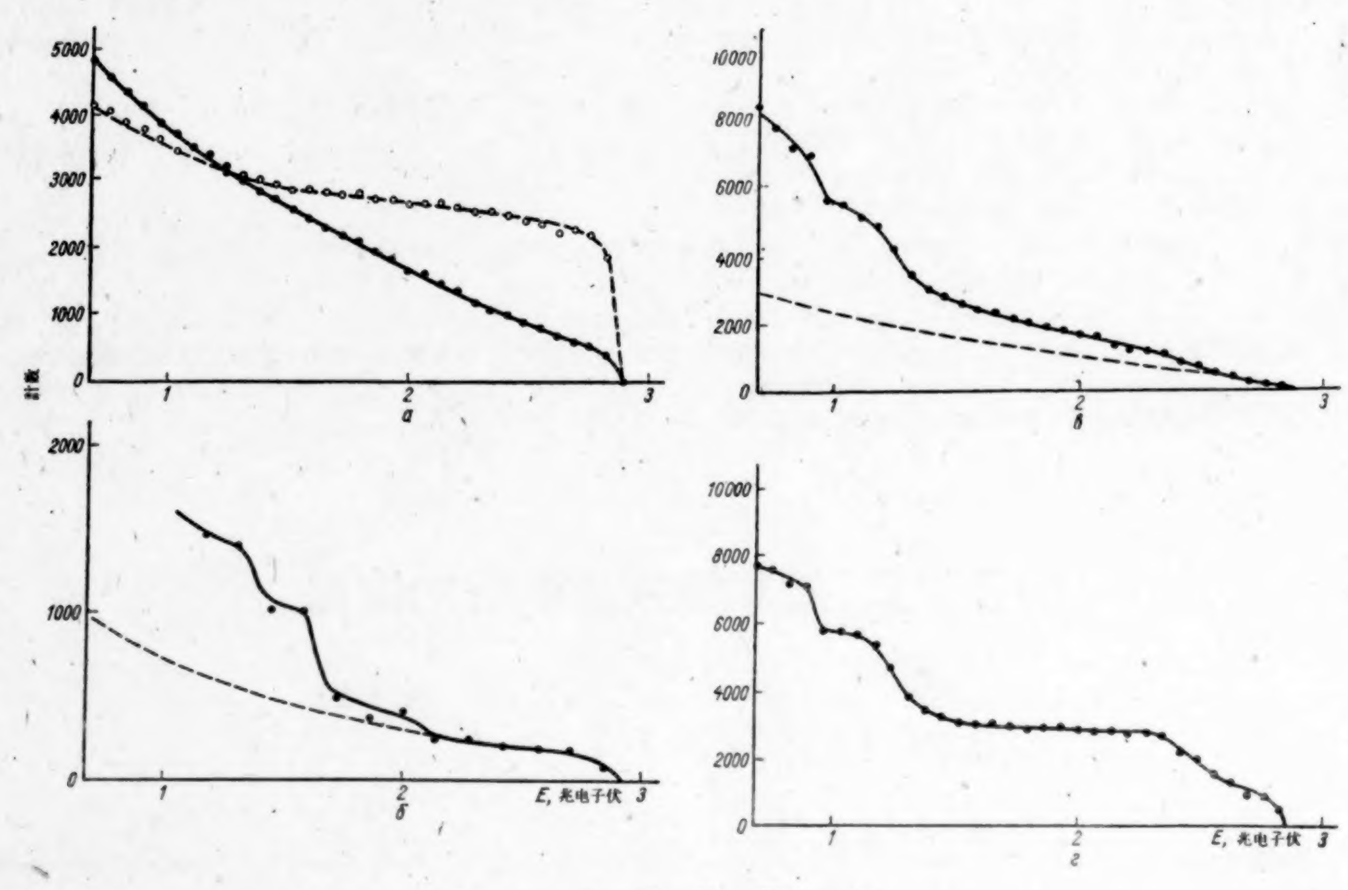
测量是在环形几何形状中进行的,天然同位素成份的散射体被做成圓环截面的形式. 鉻以氧化物的形式被放置在环状薄璧容器中. 测量分为四个步驟进行:首先测直束强度,然后测本底,其次测散射中子的強度,最后再测一次本底. 在每組测量中仪器的稳定性根据 α-粒子的脉冲进行校正. 在各种情况下散射角均为 90°.

中子譜仪是一个同綫性放大器和 50 道的振幅分析器連接起来的圓球形游离室[2],在文献[3]中与文献[2]不同之处是为了提高效率在游离室内充滿着甲烷,但是这在若干程度上恶化了游离室的能量分辨率. 弹性和非弹性散射的横截面是根据文献[1]算出的.

在图中列出了所测得的中子在銻和鉻上散射的能譜. 曲綫 *a* 表示中子直束的能譜虛綫表示对器壁效率校正后中子直束的能譜[4]. 曲綫 *б* 则給出了中子被銻散射的能譜,б——中子被鉻的氧化物散射的能譜;г——同 в,但考虑了器壁的影响.

由曲綫 *б* 可見,在銻那里发現了三个激发能級,其能量各为 0.85, 1.33 和 1.68 兆电子伏. 这些能級的激发截面分别等于 22±2,80±9 和 11±1 毫靶/立方米. 弹性散射的截面等于 147±16 毫靶/立方米.

在鉻那里(曲綫 в 和 г)除了在文献[5]中所找到的能量为 1.45 兆电子伏的能級外,还发現了能量为 1.82 兆电子伏的能級. 非弹性散射的相应的微分截面等于 59±6 和 24±3 毫靶/立方米,而弹性散射截面 —208±28 毫靶/立方米.



中 子 能 譜

a——直束; *б*——被銻散射的; *в* 和 *г*——被氧化鉻散射的.

最后，能量为 2.9 兆电子伏的中子在氧上弹性散射截面，根据我們的数据，等于 47±5 毫靶/立方米.

参考文献

[1] О. Ф. Немец: Диссертация, Институт физики АН УССР, Киев, 1954.
[2] О. Ф. Немец, М. В. Пасечник: Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Киев, 1958, стр. 86.
[3] В. П. Вертебный: Диссертация, Институт физики АН УССР, Киев, 1955.
[4] О. Ф. Немец: *Укр. физ. ж.*, 2, 101 (1957).
[5] J. Freeman: *Progr. Nucl. Phys.*, 5, 37 (1956).

列宁格勒近郊大气中 Sr^{90} 的沉降

什維道夫(В. Г. Шведов) 日尔金娜(М. И. Жилкина)
津諾維耶娃(В. К. Зиновьева) 依万諾娃(Л. М. Иванова)
馬卡洛娃(Т. П. Макарова) 巴夫洛娃(Н. А. Павлова)

从 1954 年开始就对列宁格勒近郊大气中沉降的 Sr^{90} 的量进行测定. 在 1954—1955 年当中曾根据原子核爆炸放出的总产物的观察进行了估計[1]. 計算是以文献[2]中的数据为基础.

1956 年曾对大气中沉降的放射性产物的大量样品进行了 Sr^{90} 的选分. 曾确定，Sr^{90} 在这些样品中的平均百分数含量同在一年内沉降出的总放射性总产物中 Sr^{90} 的百分含量是一样的(根据文献[1]在一年内沉降出的总放射性产物中 Sr^{90} 的百分含量是已知的). 由此就估計出在 1956 年沉降出 Sr^{90} 的量.

1957 年曾对所有的沉降产物进行了放射化学分析，这些沉降产物是借助于在底部有少量酸化水的高壁容器捕集的. 曾分离鍶、鈰并测定了 Sr^{90} 和 Ce^{144} 的量. 在 1957 年沉降出的 Ce^{144} 的量为 55.7 微居里/平方公里.

关于 Sr^{90} 的分析結果列于表中.

Sr^{90} 的沉降

年	一年内的沉降，微居里/平方公里	在1957年1月1日沉降的残余物，微居里/平方公里
1954—1955	1.1	1
1956	2.6	2.5
1957	3.4	3.4
在1958年1月1日时总計	7.1	6.9

参考文献

[1] В. П. Шведов, В. А. Блинов, Л. И. Гедеонов, Е. В. Анкудинов *Атомная энергия*. 5, вып. 5, 577 (1958).
[2] H. Hunter, N. Ballou: *Nucleonics*, 9, No. 5, C-2 (1951).

停止核爆炸試驗后的放射性沉降

在捷克斯洛伐克格拉茨克拉洛夫的医学系物理教研室从 1956 年起就对大气沉降物的放射性进行有系統的测量(最初是与格拉茨克拉洛夫地球物理研究所及气象局协作进行的). 在核爆炸試驗停止后,我們也經常地收集放射性沉降物, 現在每过二三日就按文献[1]中所述的方法收放射性沉降物. 收集用的器皿有很高的边,其面积为 1 平方米,由塑料制成. 其底部經常在一薄层水. 收集来的物质按文献[1]中所述的方法进行处理. 收集来的灰渣乘湿的时时移入鋁制小皿內小皿的边很低,面广 3 平方厘米. 在灯上烤干后就置入測量 β 放射性的仪器內. 对某几个样品还用閃爍計数管測量其 γ 放射性.

在几个月內, 对信号样品的放射性下降的过程加以考察. 本教研組的助教馬茨古 (Ю. Мацку)所制造的能記录讀数的自动測量装置得到了很好的結果.

从 1 平方米的表面上所收集来的样品的重量是比較大的 (一般是每平方厘米几十毫克). 因此,必須尽可能精确地以及用尽可能多的样品数来測定 β 射綫在样品中的自吸收作用.

将属于同一份样品的灰分逐漸而謹愼地加入鋁制小皿內,而且每 1 平方厘米上的重量都由 3 毫克/厘米^2(此时自吸收作用极小)增为 100 毫克/厘米^{2}或更多. 在一个坐标軸上标上样品重量,而在另一坐标軸上标以每克物质的放射性,便可得到自吸收曲綫. 这样,可求出每个样品的自吸收修正值.

根据用鋁箔所进行的測量結果, 可近似地个内沉降物放射性的总值为 175 毫居里/公里^2, 而在到 1959 年 4 月 30 日为止的后三个月內,放射性总值为 152 毫居里/公里^2. 然而, 更精确地办法是确定放射性沉降物的累积密度来代替簡单的放射性和[1]. 用图解法可以确定, 沉降物在 3—4 个月的龄期內,平均冪指数 $n = 1.13$, 对更久的样品 $n = 1.64$. 因此, 对超过 100天的样品,可用公式

$$A = A_1 t^{-1.64} = A_1 (T - T_0)^{-1.64}$$

来計算累积放射性,式中 A_1 为单位时間內的放射性, $t = T - T_0$ 是样品龄期.

核試驗的日期 T_0 可用图解法(图 1 及图 2)近似地求出来. 对于信号样品,經常測量其放射性,所以求得了正眞的値. 对于弱放射性,采用文献[1]中的方法.

从 1958 年 11 月 1 日到 1959 年 1 月 31 日放射性沉降物的累积密度为 90 毫居里/公里^2; 而从 1959 年 2 月 1 日到 4 月 30 日为 88 毫居里/公里^2. 因为在三个月后,放射性从 90 居里/公里^{2}降为 33 毫居里/公里^2,那么在停止核試驗后半年, 放射性沉降物的累积密度为 121 毫居里/公里^2.

在用图解法确定 T_0 及 n 时,如下处理是很簡便的:任意选定的放射性 A 及 A/K 所对应的临时日期的差給出了縱坐标的长度,縱坐标的終点決一直綫, 此直綫与时間軸的交点即为 T_0, 此直綫与日期軸所成之角与 K 及指数 n 有关.

在文献[2]表明,放置 100 天后,放射性沉积物的放射性可按公式

$$A = A_1 t^{-1.60}$$

来計算. 在文献[3]內,根据最新的数据,作出求出我們样品的 β 輻射的能量. 能量基本上分作两类: 即 0.6 兆电子伏及 2.1 兆电子伏. 在质量更大的样品中(这样的样品占多数)軟射綫实际上全被吸收了.

放射性沉降的 γ 射綫的能量按銅片和鋁片內的吸收用閃爍計数管計来測定(0.2 兆电子伏

及0.8兆电子伏).

为了絕对計算β样品的放射性,采用了布拉格原子核研究所剂量組[其領导是別加烏涅克(Ф. Бегоунек)]所制备的Sr^{90}标准制品.

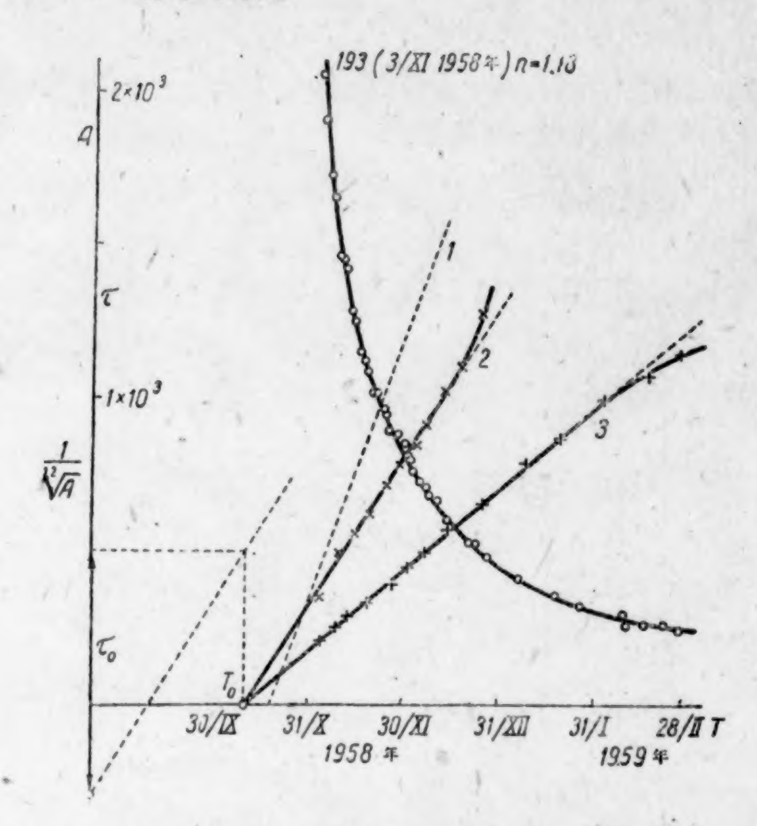


图 1　1958年11月3日放射性沉降物样品的放射性的下降

在纵坐标軸上标以放射性A(讀数/分),在横坐标軸标以日期. 放射性产生的日期(大概是1958年10月11日)可是图解法确定和証实(直綫2及3). 直綫1与冪指数$n = 1$相适应. 实际上放射性以$n = 1.18$的指数下降,冪指数可根据左方的三角形由图解法确定直綫3是与放射性A及$A/2$相适应的日期的差(τ)的軌跡,直綫2及3最初部分的偏离是由前一次核試驗所产生的較小的附带放射性引起的.

今年(截至1959年5月15日)大气沉降物放射性的平均值約比1958年內的平均值約高3倍以上,而比1958下半年的比均值約高2倍以上. 1959年4月6日那天所降的雨水的放射性为最高(10.1×10^{-9}居里/升).

放射性沉降的強度的若干数据列于下表.

表　从1958年11月1日至1959年5月31日的放射性降落

时　　間	每月平均強度,毫居里/公里²	每日平均強度,毫居里/公里²
1958年11月	8.1	0.27
1958年12月	104.7	3.4
1959年1月	62.1	2.0
1959年2月	75.1	2.7
1959年3月	31.5	1.0
1959年4月	45.8	1.5
1959年5月	41.6	1.3

在数日以內对放射性沉降物进行測量,根据所得的值用簡单求和法求出整月內沉降物的放射性的数值. 用这样的方法所求出的半年內的沉降物放射性为327毫居里/公里². 每天內沉降物放射性的平均值为1.8毫居里/公里. 1958年11月的放射性值較低,其部分原因是該

月内降落的沉积物的量不多.

从 1958 年 11 月 1 日至 1959 年 1 月 30 日这三 β 放射性碎片的放射性下降曲綫. 据此可得出在 2—3 月的龄期内,放射性碎片的 $n = 1.5 - 1.7$. 我們的信号放射性下降曲綫(18 个样品)証明,对于超过三个月的碎片,$n = 1.64$. 仅从几个样品上观察到不正常的放射性急速下降的现象,其指数 $n = 3 - 4$(例如 1959 年 1 月 23 日的样品,其放射性最初下降得非常快). 1959 年 4 月,放射性的下降是稳定的,其幂指数 $n = 1.6$. 在文献[4]中指出,放射性下降得所以比較快,可用放射性是由中子所产生的原因来解释. 这样的放射性同位素的放射性,比放射性碎片的放射性下降得快.

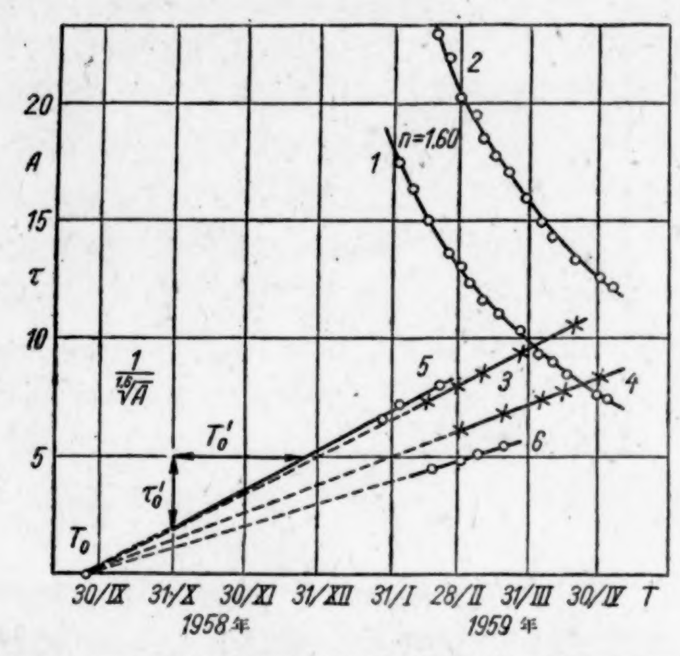


图 2 两个放射性沉降物的样品的放射性的下降(由图解法测定的 $n = 1.60$)
样品 1 是 1959 年 1 月 23 日取的,样品 2 是 1959 年 2 月 16 日取的. 放射性的产生日期可由图解法确定,大概是 1959 年 9 月 25 日(直綫 5 及 6). 通过直綫 3 及 4 用图解法作了检查.

在核試験停止后的一定时間内,留下了放射性相当強的样品,它具有固定的最小龄期,但此龄期还是够长的. 又过了几个月,大部分放射性沉降物的样品往往处于可看作为孤立的放射性碎片云的形式下. 在文献[5]中指出,原子云是不容易散开的. 我們的大部分样品的放射性下降曲綫可認为是碎片的放射性下降曲綫,在此时,附带放射性(占初放射性百分率不高)开始极小,只有过几个月后才显現出来(見图 1).

参 考 文 献

[1] В. П. Шведов, В. А. Блинов, Л. И. Гедеонов, Е. П. Анкудинов: *Атомная энергия*, **5**, вып. 5 577 (1958).
[2] H. Hunter, N. Ballou: *Nucleonics*, **9**, No. 5, C-2 (1951).
[3] J. Malý, J. Kutzendörfer, V. Macháček, V. Kourim, V. Jeřábek: Чехосл. *физ. ж.*, **6**, 661 (1956).
[4] Л. И. Гедеонов: *Атомная энергия*, **II**, № 3, 260 (1957).
[5] A. Sittkus: *Beit. Phys Atmosphäre*, **30**, 200 (1958).

用空气吸收法分析軟β輻射

茨維塔耶娃(Н. Е. Цветаева)　罗森費尔德(Л. А. Розенфельд)

現有的用金属箔（鋁或金的）吸收法分析β輻射[1—4]对測量复杂譜的軟β輻射能量（<0.3 兆电子伏)是不适宜的．对于这种軟β輻射，如果用空气作吸收剂，則可获得很好的結果．

測量空气中β輻射的吸收是在眞空干燥器中进行的．干燥器內放置样品和 T-25БФЛ 型鈡罩形計数管，該計数管的云母窗厚度为 1.3—2.5 毫克/厘米²． 計数管的窗与样品之間的距离可从 1 改变到 11 厘米． 为了改变空气层的有效厚度，干燥器內的压強可从大气压改变到 20 毫米汞柱．

当样品与計数管之間的距离不超过 8 厘米时，对于同位素 C^{14} ($E_0 = 0.155$ 兆电子伏)、S^{35} ($E_0 = 0.167$ 兆电子伏)、Ca^{45} ($E_0 = 0.254$ 兆电子伏)、Co^{60} ($E_0 = 0.306$ 兆电子伏)、Tl^{204} ($E_0 = 0.765$ 兆电子伏)得到的空气吸收曲綫是严格的指数曲綫．压強等于零时的計数率与 1 个大气压时的計数率之比 $K = J_{p=0}/J_{大气压}$ 是对β輻射能量灵敏的函数；在此情况下，灵敏度随空气隙长度的增加而很快地增加(見图 1,2)．

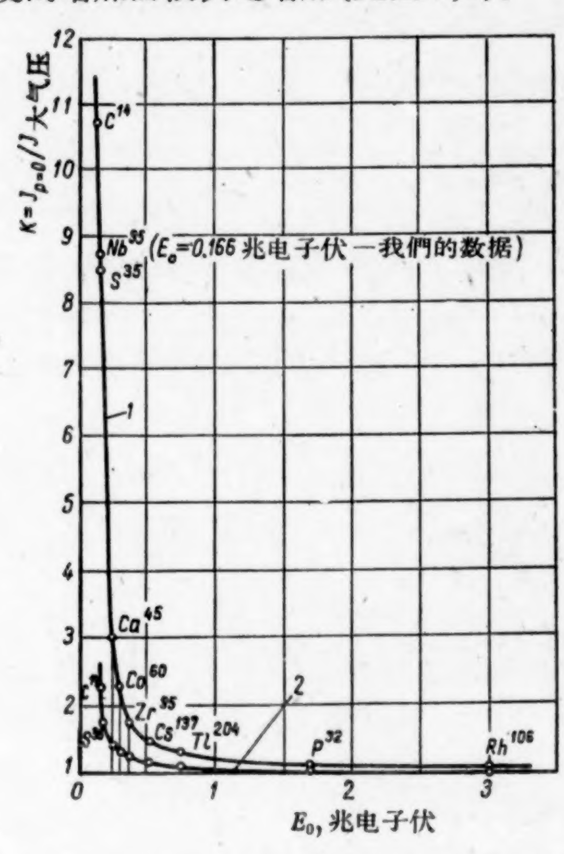


图 1　空气系数 K 与β輻射能量 E_0 的关系
1——样品与計数管窗相距 $h = s$ 厘米；
2——$h = 3$厘米．

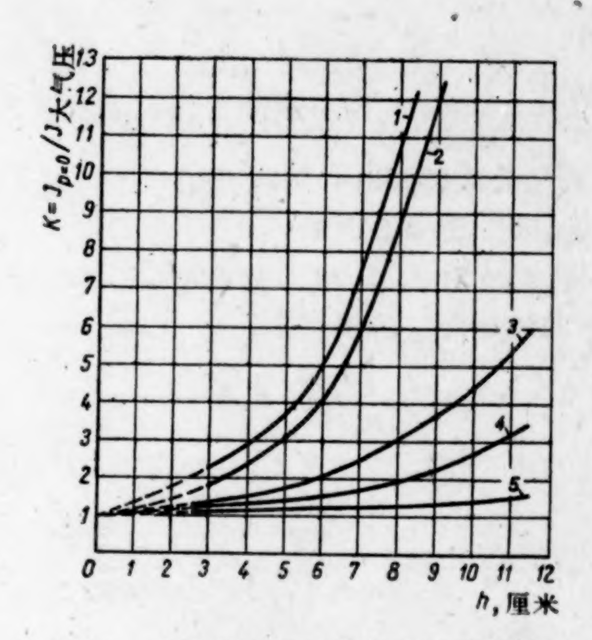


图 2　各种放射同位素的空气系数与样品到計数管窗的距离 h 的关系

1——C^{14}(0.155 兆电子伏)； 2——S^{35}(0.167 兆电子伏)； 3——Ca^{45}(0.254Mev)； 4——Co^{60}(0.306Mev)； 5——Tl^{204}(0.765Mev)．

当空气隙的长度≤8 厘米时，对于双組分系統，β輻射的空气吸收曲綫可以表示为分析式:

$$\frac{J_{p=0}}{J_{大气压}} = \frac{J_{1大气压}}{J_{大气压}} e^{\mu_1(p_{大气压}-p)} + \frac{J_{2大气压}}{J_{大气压}} e^{\mu_2(p_{大气压}-p)}, \tag{1}$$

式中 J_p、$J_{大气压}$是压力为 p 和大气压时的計数率(脚碼 1 和 2 表示第一和第二組分);μ_1和μ_2是空气的吸收系数.

引入符号 $\frac{J_{1大气压}}{J_{大气压}}=x$;$\frac{J_{2大气压}}{J_{大气压}}=y$; $e^{\mu_1(p_{大气压}-p)}=K_1^{\frac{p_{大气压}-p}{p_{大气压}}}$; $e^{\mu_2(p_{大气压}-p)}=K_2^{\frac{p_{大气压}-p}{p_{大气压}}}$,

(1)式可改写为:

$$\frac{J_{p=0}}{J_{大气压}}=xK_1^{\frac{p_{大气压}-p}{p_{大气压}}}+yK_2^{\frac{p_{大气压}-p}{p_{大气压}}}. \tag{2}$$

由(2)式出发,可以得到确定双組分系統中一个 β 輻射組分的空气吸收系数的公式:

$$K_2=K_1\left[\frac{\frac{J_{p_1}}{J_{p_2}}\frac{1}{K_1^{\frac{p_2-p_1}{p_{大气压}}}}-1}{1-\frac{J_{p_3}}{J_{p_2}}K_1^{\frac{p_3-p_2}{p_{大气压}}}}\right]^{\frac{p_{大气压}}{p_2-p_1}}, \tag{3}$$

式中 p_1、p_2、p_3 为选定的压力値,它們满足关系 $p_2-p_1=p_3-p_2$; J_{p_1}, J_{p_2}, J_{p_3} 为压力是 p_1、p_2、p_3 时的計数率.

注意 $x+y=1$, 由式(2)可得确定組分含量的公式

$$y=\frac{K-K_1}{K_2-K_1}, \tag{4}$$

式中 $K=\frac{J_{p=0}}{J_{大气压}}$ 为所分析的 β 輻射的有效空气系数.

利用公式(3)和(4)研究双組分系統时,应当选择最长的空气隙,但不得破坏吸收曲綫的指数性,即应选择 8 厘米.

将(3)式对 J_1、J_2 和 J_3 作全微分,将(4)式对 K 和 K_2 作全微分,可分别得到空气系数的誤差Δk 和組分含量的誤差 Δy:

$$\Delta K_2=\pm\frac{p_{大气压}}{p_2-p_1}K_2\delta\frac{1}{yK^{\frac{p_{大气压}-p_2}{p_{大气压}}}\left[1-\left(\frac{K_1}{K_2}\right)^{\frac{p_2-p_1}{p_{大气压}}}\right]}\times$$

$$\times\sqrt{\left(\frac{1}{K_2}\right)^{2\left(\frac{p_2-p_1}{2_{大气压}}\right)}+(K_1)^{2\left(\frac{p_2-p_1}{p_{大气压}}\right)}+\left[\left(\frac{K_1}{K_2}\right)^{\frac{p_2-p_1}{p_{大气压}}}+1\right]^2};$$

$$\Delta y=\pm\frac{\Delta K(K_2-K_1)+\Delta K_2(K-K_1)}{(K_2-K_1)^2}.$$

为了检查本方法的可能性,在各种参数下考察了 $\frac{E_2\pm\Delta E_2}{E_2}$ 与已知能量 E_1 和待测能量 E_2 間的关系.

图 3 給出了在不同的待测組分的百分含量(10,20,50,100%)下 $\frac{E_2\pm\Delta E_2}{E_2}=f(E_1)$的依賴关系. 其中 $E_2=0.14$ 兆电子伏(如实綫所示). 虛綫所示者也是这个依賴关系,但 $E_2=0.20$ 兆电子伏且待测組分含量为 10%. 由图 3 可知,若能量比 $\frac{E_1}{E_2}=1.3$ 且組分含量 $\geqslant 50\%$ 时,确定

它的能量时发生的誤差不大于15%．随着$\frac{E_1}{E_2}$的增加，誤差迅速減小，当$\frac{E_1}{E_2}=1.7$时誤差只有5%．在能量比$\frac{E_1}{E_2}\geqslant 2$，即使組分含量不大时(10—20%)，确定其能量的精确度可以达到10%．

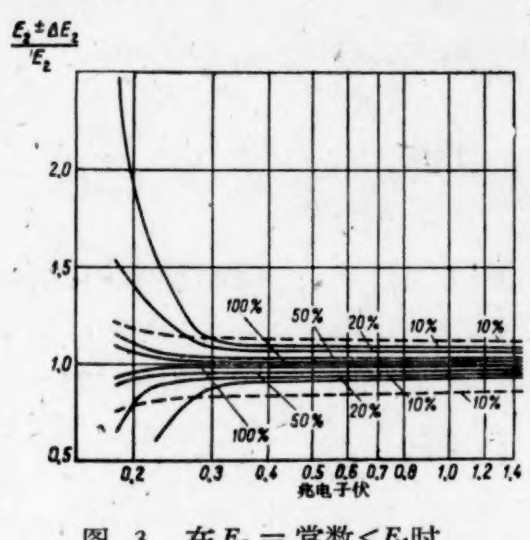


图　3　在E_2＝常数＜E_1时
$\frac{E_2\pm\Delta E_2}{E_2}=f(E_1)$关系．

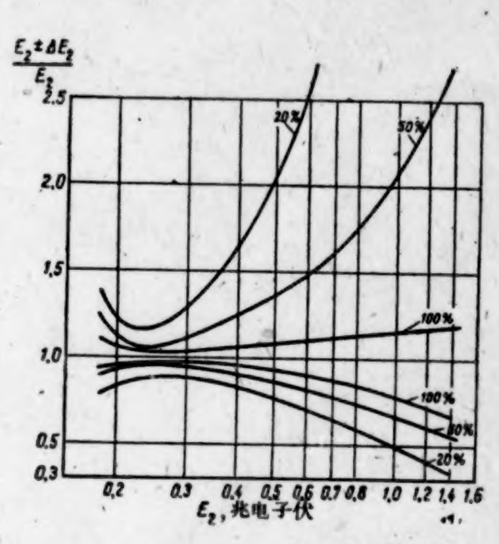


图　4　在$E_1=0.14$兆电子伏时
$\frac{E_2\pm\Delta E_2}{E_2}=f(E_2)$关系．

Ca^{45} ($E_0=0.254$ 兆电子伏；$K=3$) 和 C^{14} ($E_0=0.155$ 兆电子伏；$K=10.7$) 的混合物的分析結果

組分含量		分析結果				測量誤差 δ,%
		Ca^{45}		C^{14}		
Ca^{45}	C^{14}	$(E_0\pm\Delta E)$ 兆电子伏*	$y\pm\Delta y$	$(E_0\pm\Delta E)$兆电子伏	$y\pm\Delta y$	
0.65	0.35	$0.28^{+0.04}_{-0.02}$	0.60±0.03	$0.151^{+0.009}_{-0.008}$	0.32±0.05	1
0.95	0.05	$0.255^{+0.015}_{-0.005}$	0.92±0.03	$0.130^{+0.015}_{-0.008}$	0.04±0.01	1
0.64	0.36	$0.265^{+0.020}_{-0.015}$	0.65±0.03	$0.147^{+0.008}_{-0.010}$	0.27±0.05	1
0.52	0.48	$0.30^{+0.10}_{-0.05}$	0.40+0.05	$0.147^{+0.009}_{-0.015}$	0.50±0.10	2

* 由于曲綫 $K=f(E_0)$ 的非直綫性(見图1)，ΔE 的正誤差和負誤差的絕对值不同．

当待測能量大于已知能量时，分析条件变坏．由图4可知，在待測組分含量不大(≤50%)的情形下，誤差随E_2的增加而尖銳地增加，如果$E_2>0.4$兆电子伏則用本方法确定能量已无足够的精确度；但是在这种情况下，可以用β輻射金属箔吸收分析法得到很好的結果，因此用本方法实在已无必要．

这样，对于具有硬的輻射本底的軟β輻射(能量＜0.3兆电子伏)应用空气吸收法进行β輻射的分析最有成效．

对于由Ca^{45}和C^{14}組成的不同比例的混合物，本方法已得到检驗并給出很好的結果(見附表)．对于由Nb^{95}分离出来的Zr^{95}的純度进行确定，利用本方法也頗有成效．

参　考　文　献

[1] E. Bleuler, W. Zunti: *Helv. phys. akta*, **19**, 375 (1946).

[2] Z. Katz, A. Penfold: *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 29 (1952).
[3] J. Harley, N. Hallden: *Nucleonics*, **1**, 32 (1955).
[4] M. Forro: *Z. Phys.*, **138**, H. 3/4, 441 (1954).

用鐘罩形計数管測量β放射性气体的浓度

杜尔金(А. Д. Туркин)　米哈依洛夫(Л. М. Михайлов)

除了現有的測量空气中β放射性气体浓度的方法以外，同时也可以利用鉀罩形計数管来測量．为了求得β射綫流与气体浓度的关系，研究了鉀罩形計数管位于充滿放射性气体的圓柱形体积的底边中心时的情况(图 1)．这样的位置在一定假設条件下，通过計算的方法有可能来測出β射綫流和气体浓度間的关系．这时要考虑到放射性气体的β輻射在空气中和鉀罩形計数管入射窗材料中的吸收．为了求得通过鉀罩形計数管的入射窗的β粒子流与气体浓度間的关系，曾作了以下几个假設：1)放射性气体均匀地分布在整个圓柱形体积内；2)β射綫的吸收按指数定律进行；3)不发生β射綫由圓柱体的壁上散射在空气中；4)計数管入射窗的半径与圓柱形体积的半径有这样一个相互关系：$\frac{R}{r} \leqslant 5$[1](在这条件下計数管可認为点探測器)．

根据这些假設通过鉀罩形計数管入射窗的β粒子流之表达式可写成底下这个形式：

$$N = qS\int_0^N\int_0^R\int_0^{2\pi}\frac{dv\cos\theta}{4\pi l^2}e^{-\mu\left(l+\frac{t}{\cos\theta}\right)}, \tag{1}$$

或

$$N = qS\frac{1}{K}, \tag{2}$$

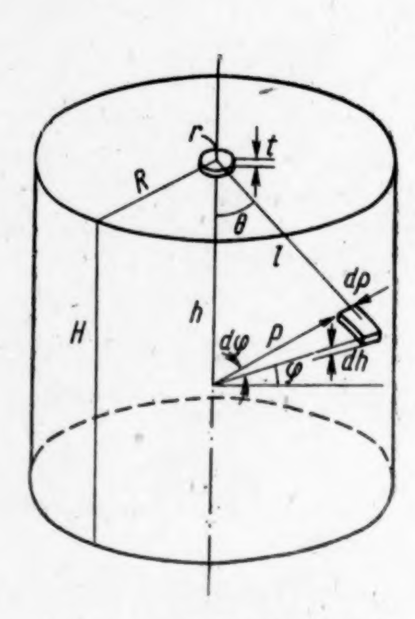


图 1　β射綫流和浓度間关系的計算

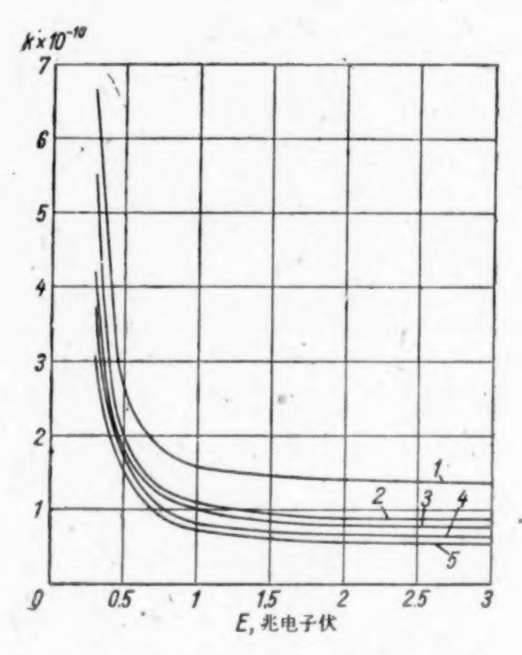


图 2　过渡系数k与放射性气体β射綫譜的最大能量之間的关系
1——$H=20$ 厘米，$R=10$厘米；2——$H=30$厘米，$R=15$ 厘米；3——电离室 Д3—20；4——电离室 Д3—70；5——$H=50$ 厘米，$R=25$厘米．

式中　q——在被测量体积中的气体β比放射性(居里/升)；S——計数管入射窗的面积(厘米^2)；t——計数管入射窗的厚度(毫克/厘米^2)；μ——β射綫衰減的质量系数(厘米^2/毫克)；k——过渡系数.

图2引入了鉀罩形計数管入射窗的厚度为5毫克/厘米^{2}时β輻射能量等于0.3—3兆电子伏的5个圓柱形体积的过渡系数k的值，在利用上述一个圓柱形体积时，空气中β放射性气体的浓度可由已知的β輻射譜的最大能量通过計数率的测量和解方程式

$$q = \frac{kN}{S}\eta \tag{3}$$

来确定. 式中 η——被测量气体的衰变图修正[2]. 这时相应于E_β值的系数k值可从图2中求得.

实际上N值是經过2次計数率的测量而求出的：第一次测量N_1是在計数管入射窗的屏蔽用厚度为1—1.5克/厘米^{2}的輕材料时进行的；第二次测量N_2在同一个几何形状下进行，但沒有屏蔽. 在这种情况下通过計数管入射窗的β粒子流N等于差数$N = N_2 - N_1$. 对于β輻射能量为1.46兆电子伏，曾实驗检驗过系数k的計算值，实驗中的点源Sr^{89}放在垂直于鉀罩形計数管(T-20型計数管，入射窗的厚度为5毫克/厘米^2)中心軸的方向上. 計数率的测量是与源和計数管入射窗之間的距离以及β粒子流的入射角有关. 均匀地充滿已知浓度的β放射性气体的圓柱形体积被作为这个实驗的模型. 测量的精确度为3%. 利用这种方法所得到的系数k值与計算值最大相差为10%.

参　考　文　献

[1] К. А. Петржак, М. А. Бак: *Ж. техн. физ.*, **XXV**, вып., 4, 636 (1959).
[2] Ж. Г. Гусев: Справочник но радиоактивным излучениям и защите, М., Медгиз, 1956.

放射源內多次散射对剂量率值的影响

高尔什柯夫(Г. В. Горшков)　卡久柯夫(В. М. Кодюков)

非点源在实际应用中要比点源广泛得多. 在一般情况下非点源的剂量率值是与比放射性、γ輻射譜的組分、源的几何形状以及輻射体的材料有关. 在源的体积足够大时，γ射綫在源中的衰減会引起次級γ射綫的产生. 在文献[1]中引入了关于几何形状最簡单的源初級γ射綫的产額数据. 本文实驗研究了源內多次散射对剂量率值的影响. 利用高为1.0米、直径为1.5米的圓柱体和文献[2]所描述的截头圓錐体作为非点源. 圓柱体中充滿着胶体金Au^{198} ($E_\gamma = 0.411$兆电子伏)和Zn^{65}盐($E_\gamma = 1.12$兆电子伏)的水溶液. 剂量率可由空气当量电离室来测量，此电离室沿着垂直于圓柱体母綫的軸移动. 截头圓錐体中盛滿着Na^{24}盐($E_1 = 1.38$兆电子伏、$E_2 = 2.76$兆电子伏)、Zn^{65}盐($E = 1.12$兆电子伏)和胶体金Au^{198} ($E = 0.411$兆电子伏)的水溶液；放射性层的厚度可以在2到100厘米之間变化，剂量率同样是用空气当量电离室来测量.

截头圓錐体的剂量率可按下面公式来算計：

$$p = \frac{2\pi K_\gamma q}{k}[1 - \cos\psi_0 - \phi(kl) + \cos\psi_0\phi(kl\sec\psi_0)],$$

式中 K_r——r 常数；q——比放射性；k——源的衰減系数，为了考虑多次散射公式中引入了积累因子 $B(kl,E)$：

$$p_{实验} = \frac{2\pi K_r q}{k} B(kl,E)[1 - \cos\psi_0 - \phi(kl) + \cos\psi_0 \phi(kl\sec\psi_0)].$$



非点源内散射輻射的积累因子与源的厚度和 γ 射綫能量的关系：
1——Na^{24}, $E_1 = 1.38$兆电子伏, $E_2 = 2.76$兆电子伏；2——Zn^{65}, $E = 1.12$兆电子伏；3——Au^{198}, $E = 0.411$兆电子伏

在圓柱体的实驗中，当探测器和源的距离足够大时，就沒有发現 B 值与距离的关系。图中引入了由实驗获得的 $B(kl,E)$与放射层厚度的关系。从图中可以看出：1)当能量不超过 6 千电子伏时，$B(kl,E)$与輻射体的能量和放射层的厚度有关；2)在 $kl > 6$ 时 $B(kl;E)$ 与放射层的厚度无关，而仅与輻射体的能量有关；3) $B(kl,E)$随着 γ 射綫能量的減小而增加。

因此，当 $kl < 6$ 时在計算中必須考虑到源內的多次散射，而当 $kl > 6$ 时，则可以认为源是无穷厚，此时源的剂量率可按下式来計算：

$$p = \frac{K_r q}{k} B(E)\Omega_0,$$

式中 Ω_0——对源所张的立体角。

参 考 文 献

[1] Г. В. Горшков: Гамма-излучение радиоактивных тел. Л., Изд-во ЛГУ, 1956.
[2] Г. В. Горшков, В. М. Кодюков: *Атомная энергия*, 5, вып. 7, 71 (1958).

从电子感应加速器中引出电子的静电方法

沃罗比耶夫(А. А. Воробьев) 科農諾夫(Б. А. Кононов)

从电子感应加速器[1-3]中引出电子的静电方法，較之磁性的方法具有一定的优越性。利用电場能够很容易在一小段电子的路程上得到相当大的电子的偏移。偏轉电場能够被限制到这样的程度，以致一直到电子进入偏轉系統——电容器时加速电子的軌道沒有畸变。同时为了扩大加速循环末端的軌道，不需要附加的綫圈和強的脉冲电路。电容器的高度可以作成比在加速循环末端軌道扩大时的电子束的垂直面高。

偏轉电容器的大小和結构由电子感应加速器的电子束的参数决定，亦即由电子束的高度和在軌道扩大时电子束的螺旋軌道的間距决定。有关电子束的必要数据可以利用由氯化鉀(KCl)或者氯化鈉(NaCl)的块晶体制成的試探电极得到。試探电极安置在垂直于电子束軌道的不同半径上。涂晶体的密度与裹击晶体的电子的数目成比例，这样便可以研究电子在电子束截面上的分布(用显微光度仪测量变黑的光密度)。湯姆斯基工程学院內能量为 15 兆电子伏的电子感应加速器中电子的空間分布示于图 1。电子束的高度不超过 9 毫米，当离开晶体的边緣时，电子的数目很快減少。进行立体图的图解积分时，可以估計电子在偏轉电容器极板上的损失和选择极板間的距离（图 2）。在与磁場的降落指数 $n = 1$ 相符合的半径 $R = 160$ 毫米上的螺旋軌道的間距等于 2 毫米，而当半径 $R = 165$ 毫米时增加到 2.5 毫米。如果采用半径

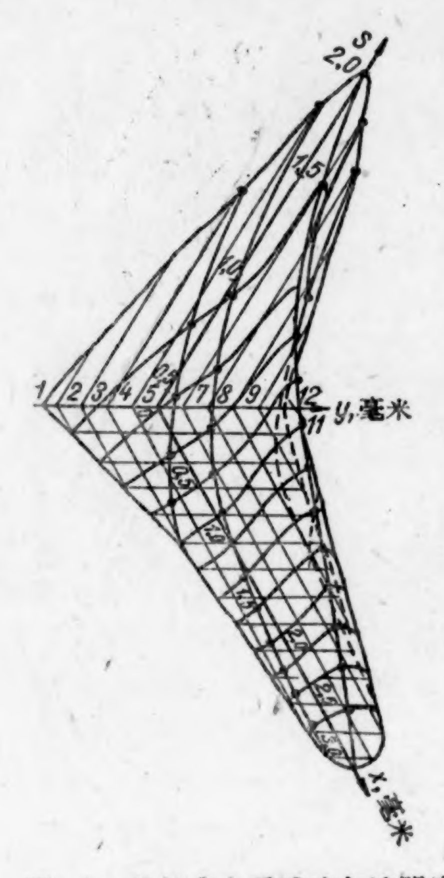


图 1　晶体在电子感应加速器室內照射后测光度的結果

s——晶体变黑的光密度；x——距晶体边緣的距离(在加速器的中心方向)；y——电子束的垂直坐标(y = 6 相当于加速器的中間平面).

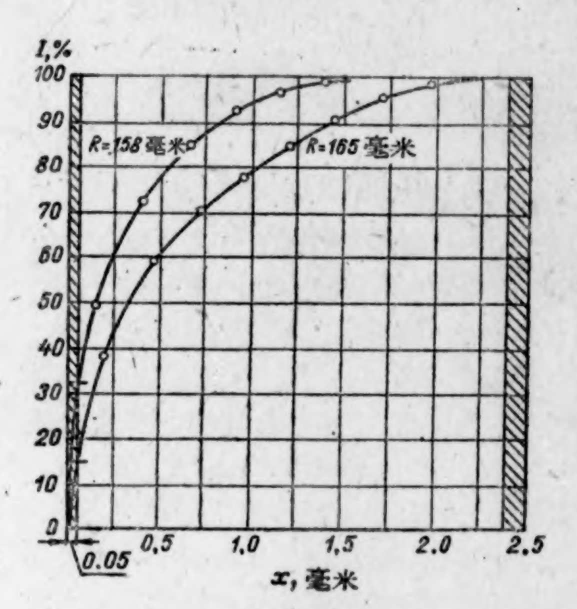


图 2　当电容器的截止板安置在半径 $R = 158$ 和 $R = 165$ 毫米上时，电子束的电流 I 在 x 軸上的分布曲綫(这是确定螺旋綫的間距和电子在电容器的截止板上的損失时所必要的).

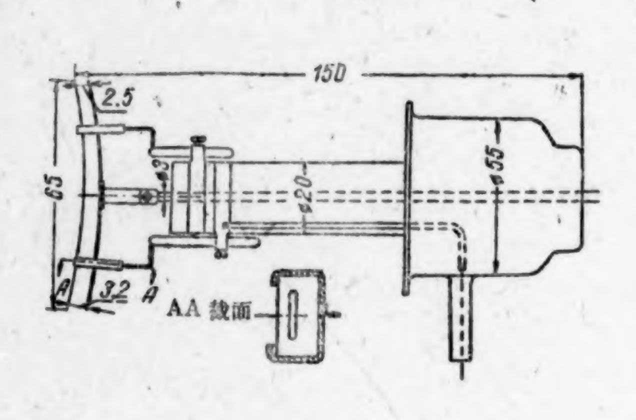
电容器电极的截面划有斜綫.

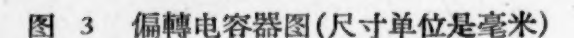
$R = 160—165$ 毫米的数值范围，那末当截止板的厚度为 0.05 毫米时損失是 16%，而引出电子的效率大約等于 ～80%.

根据电子在电子束截面中的分布，能量为 15 兆电子伏的电子感应加速器上的偏轉电容器是如图 3 所示的那样制成的. 由不銹鋼制的导架之間的緊拉截止板(鉭箔的厚度为 50 毫米)接地. 用不銹鋼制成的另一块极板置于高压下，为了增加間隙中的耐电强度，极板的边緣要弄成圆形和磨光. 对于偏轉具有能量为 15 兆电子伏的电子来説，工作电压不超过 40 千伏也就足够了. 偏轉电容器安装在玻璃座子上.

当选择供給偏轉电容器的电压的时候，必需要考虑到电容器的漏洩电場能够扰乱注入时的电子軌道. 此种扰动強到这样的程度，以致当从平衡軌道外面安装注入器时，若电容器上的电压已为～2 千伏，就要破坏加速状态的俘获过程. 电容器被屏蔽时，当极板上的电压到 6 千伏时，能够使电子感应加速器正常工作. 当电压更高时，例如 9 千伏时，加速状态下所俘获的电子数目极少(小于額定値的 1/1000). 使屏蔽复杂化，当电容器上的电压在几十千伏时在引出端当然能够得到足够的輻射強度. 此种情况下加速电子在电容器中的損失增加，因而引出电子的效率減小. 摒弃电容器用的直流电压或交流电压电源而采用脉冲电源是合理的.

脉冲电压发生器沒有特殊的要求，只要脉冲具有所需要的幅度，而在加速电子打在电容器上时电压保持不变. 我們曾經研究过两种脉冲发生器：第一种脉冲发生器中，形成綫經过閘流发向脉冲变压器放电，第二种脉冲发生器中，綫路电压用具有快速飽和的鉄心(高压峯値变压器)的昇压变压器供电. 如果需要用电子在不同加速循环时脱下的方法改变引出电子的能量，





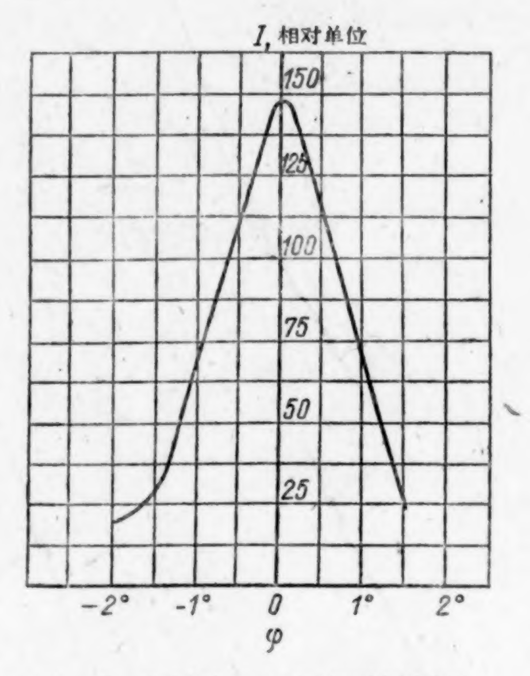


图 3 偏轉电容器图(尺寸单位是毫米)

图 4 电子流 I 与电容器偏移最佳位置的角度 φ 的关系

那末必需經过相移器饋电峯值变压器． 此种饋电迴路非常簡单和可靠，这对于沒有特別技术技能的工作人員在維护电子感应加速器时是重要的．

利用所指出的設备，从能量为 15 兆电子伏的电子感应加速器 ТПИ 中引出了电子束．电子束的参数如下：平均电流 $4\cdot10^{-9}$ 安(脉冲电流 0.27 微安，距离輸出窗(由厚度为 0.03 毫米的鋁箔制成的) 2 厘米处的截面等于 6×10 毫米，在空气中 17 厘米处电子在垂直面与水平面上的散度各是 5° 和 8.5°．引出电子的效率大約等于 60％．比前面所指出的效率減少了20％，效率降低是由于电容器的截止板在軋制时有些弯曲的原故． 应用质量比較优良的金屬箔，无疑将使引出电子的效率增加．

在硏究过程中，当电容器上沒有电压时，我們曾經观测到有引出的电子．这时电子以一种很好的聚束形状引出来，其直径是 6 毫米．电子束的強度与电容器的位置有关系(图 4)，如果把电容器从加速室的工作区域中拿走，电子束完全消失，所观测到的引出电子是由于电子束与极板中感应的电流的相互作用的結果．引出的效率小(～6％)，但还是比例如用磁分路偏轉电子束时的效率高．

参 考 文 献

[1] K. Gund, H. Reich Z. Phys: **126**, H. 5, 383 (1949).
[2] H. Pollock. Brit. J. Radiol: **26**, No. 307, 368 (1953).
[3] А. А. Воробьев, Б. А. Кононов, В. А. Москалев, Л. С. Соколов: Изв. Томского политехн. ин-та, **82**, 149 (1956).

科 技 新 聞

澳大利亚的原子能事业

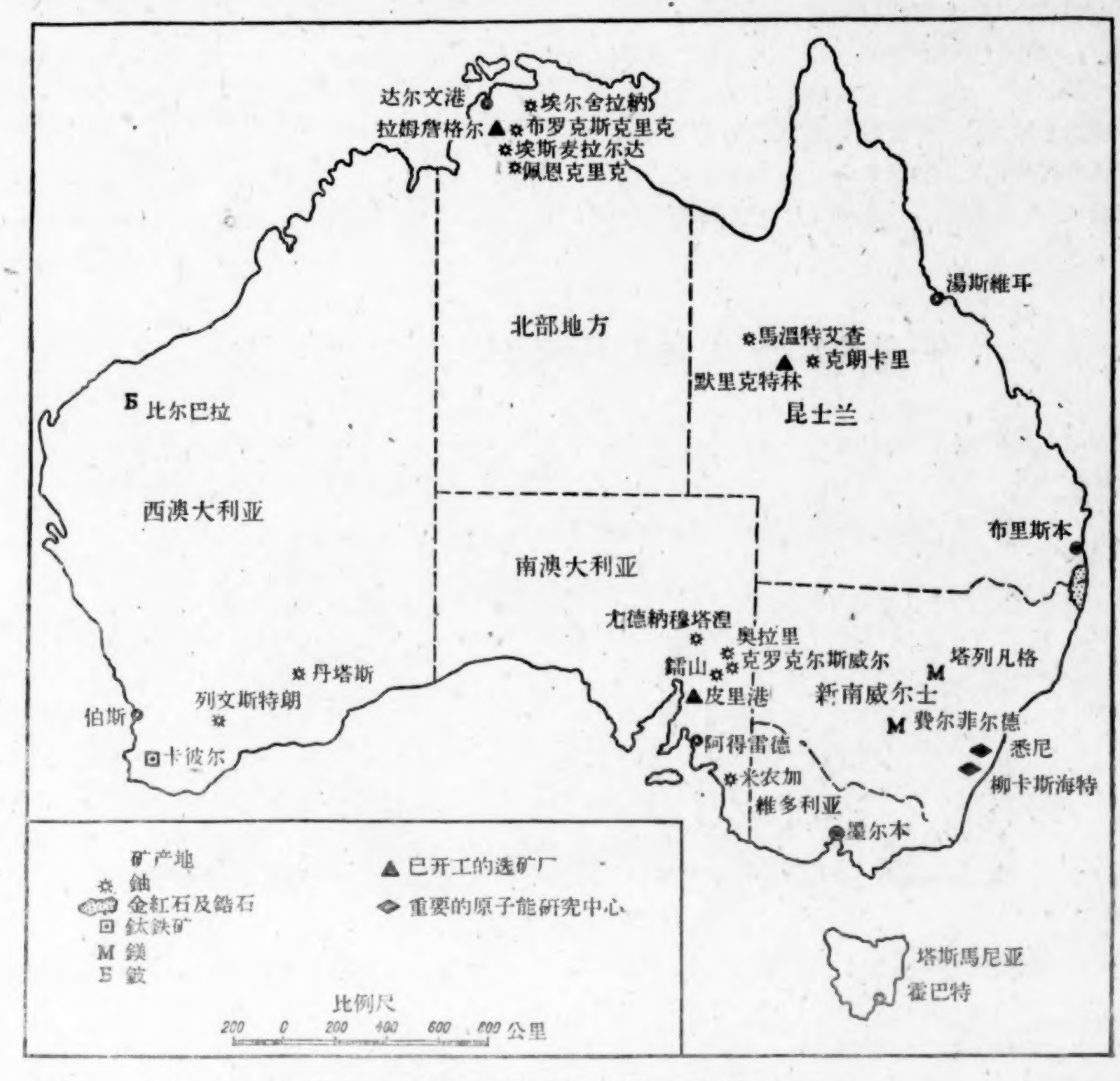
澳大利亚非常重視原子核动力的发展，因为国內燃料資源的缺乏使电力的供应受到限制，而且不利于澳大利亚經济的发展。

原子能委員会負責組織和計划原子能研究方面的全面工作，原子能委員会成立于1953年，下設三个处，即原料处、科学研究处及情报处[1]. 在业务上原子能委員会直属澳大利亚总理管轄.

澳大利亚原子能委員会所制定規划包括如下的工作：进行选择适于澳大利亚具体条件的原子电站的堆型的科学研究工作和試驗設計工作；应用放射性同位素方面的研究工作[2]. 現在正在設計装有液体燃料反应堆及装有气冷反应堆的原子电站.

液体燃料反应堆适用于电功率为10万瓩的原子电站[3]。在带循环液体燃料(鈉及U^{233}的混合物)的反应堆里用鈹作减速剂. 反应堆的活性区装在充有釷的鉍溶液的罐內. 离开活性区的中子将在外罐內利用来生产次級核燃料(U^{233}).装初步估計，在功率为10万瓩的电站上将按每瓩小时0.5便士价格的生产电能（1957年澳大利亚热电站所生产的电能的价格为每瓩小时0.7便士）.

气冷反应堆将用于功率为5000—10000瓩的小型原子电站. 这种堆型与卡尔德豪尔原子电站的英



澳大利亚鈾矿及其它原子工业原料产地的分布图

国反应堆相类似。小型原子电站对諸如馬溫特艾查鈾矿产区及南澳大利亚地区的孤立工业中心是特别重要的[4]。原子能的工业利用倘在試驗阶段。1955年在悉尼以南32公里的原子中心柳卡斯海特开始建造澳大利亚第一个实驗性高中子通量反应堆。为了建造該反应堆共拨款550万英磅[5]。該堆由英国公司負責建造，但有澳大利亚工程师参加工作。反应堆的主要設备向英国定购，但是某些重要机器、构件及零件由澳大利亚自制，1958年4月反应堆建造工作已告結束。在这个反应堆上将进行物理研究工作，也将进行其結果将应用于化学、农业、冶金学、生物学及医学等方面研究工作。为进行这一类研究工作在柳卡斯海特設有专門的实驗室。

原子核物理的研究也将在悉尼大学进行。

澳大利亚拥有足够的原子原料資源。澳大利亚产鈾区包括北部地方、昆士兰、南澳大利亚、西澳大利亚的广大地区、鈾矿产区及其他原子工业原料产区的分布示于附图中。

1959年以前，鈾的工业开采主要在以下三个主要地区进行，此为拉姆詹格尔、鐳山及默里克特林。現在拉姆詹格尔鈾产地的富的矿脉的开采工作实际上已經停止了[6]。鈾矿均为联邦政府及地方政府(北部地方)的財产。在拉姆詹格尔及默里克特林两地的鈾矿是几家私人公司为澳大利亚原子能委員会开采的。

1957年氧化鈾的生产量共为450—500吨。从1959年起，在埃尔舍拉納的鈾矿加工厂的建造工程結束后，計划每年約能生产1300吨氧化鈾[7]。这将澳大利亚在生产金属鈾方面占資本主义国家的第五位。

除了鈾矿以外，澳大利亚的金紅石及鋯石的貯量也不小，这些矿产分布在澳大利亚东海岸新南威士及昆士兰之間的界綫两边各80公里的区域內。

在澳大利亚的东海岸、西海岸及南海岸已发現含釷独居石矿砂，但釷的总儲量不多。澳大利亚鈹矿主要产于比尔巴拉，儲产也不很多。

参考文献

[1] *The Austral. Engineer*, **48**, No. 8, 89 (1956).

[2] *Proc. Roy. Austral. Chem. Inst., Supplement*, **24**, 74 (1957).

[3] The Australasian Manufacturer Industrial Annual 1958. Sydney, 1958, p. 99.

[4] 5-th Annual Report Australian Atomic Energy Commission 1956—1957. Sydney, 1957, p. 42.

[5] The Australasian Manufacturer Industrial Annual 1956. Sydney, 1956, p. 288.

[6] *Times Rev. Ind.*, **13**, No. 2, 124 (1959).

[7] *Mining Congr. J.*, **44**, No. 2, 84 (1958).

卡伯尔-克洛斯原子能发电站的起动[1)]

英国第二个原子能发电站是在1959年5月初正式起动的(图1)。

1955年10月，就着手建造这座电站。1959年2月25日电站上其中四个反应堆的第一个堆开始

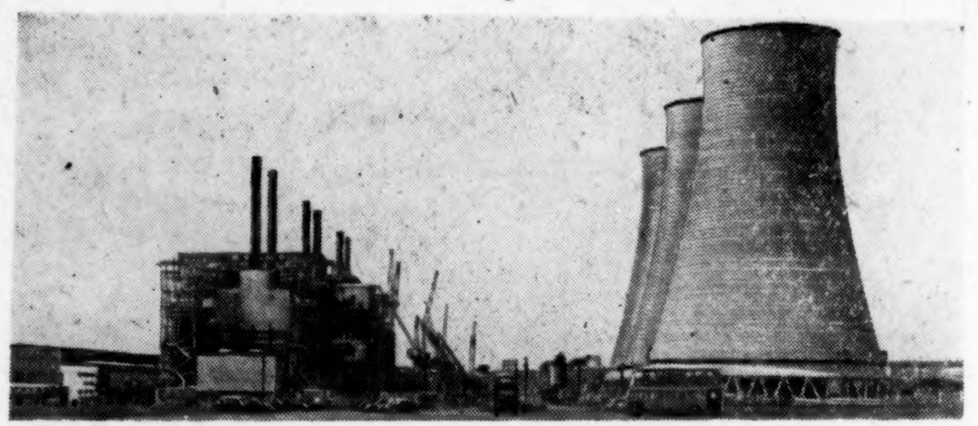


图1 发电站外貌图

发电。1959年电站的起动将达到全部功率。

卡伯尔-克洛斯电站与卡德尔豪尔电站相似(在反应堆数量、功率、結构、載热剂的和蒸汽的参数方面)。这就可以使电站在最短时期內投入生产。

但是，在新电站的設計中，仍旧有一些小的变更。

1) *Atomic World*, **10**, No. 6, 229 (1959).

1.电站四个反应堆的建筑物位于一条綫上．这条綫的一面有透平机大厅和各种服务处；另一面有四个冷却塔（图2）．电站的主要建筑物，这样布置比較紧凑也就縮短了管道和固定管綫的长度．并使电站的供应方便．

2.設置两个废释热元件的儲存水池．而在卡德尔豪尔电站上，沒有設置这些水池．因为，它离溫茨凱尔化工厂（那里，处理废燃料，得到鈈）只有几公里．卡伯尔-克洛斯电站距溫茨凱尔有120公里，照射过燃料的运輸問題也比較复杂．水池由水泥制成，其中装满5.5米深的水．每个水池中水的体积为1800立方米．其生产容量为三个反应堆的装載量（~390吨鈾）．照射过的释热元件在水池中儲存几个月．然后由鉄路运到溫茨凱尔去处理．养护水池允許反应堆的燃料有計划的过載，与是否有运輸工具无关．总的說来，这就改善了反应堆的負載系数．最后，废释热元件在儲存后的运輸，从安全观点說来是比較簡单的．

3.在后面的三个反应堆上，建議使用可更换的石墨衬管．它放在作为減速剂的石墨块里．释热元件就放在这个衬管里．由于衬管与块之間存在气隙，就增加了溫度降．因此，也就增高了块的溫度，促成了石墨块中魏格納效应得到較好的退火．

在第一个反应堆上，利用了其它提高石墨溫度的方法．在石墨块的孔道里放着用鎂合金（магнокс）制成的圓柱体．圓柱体与块之間的間隙里的溫度降促进了块溫度的提高．但是，应当指出，这种提高石墨溫度的方法是不合适的．因为它与反应堆的反应性損失有关（采用了附加吸收剂——用鎂合金制成的圓柱体）．并且減少了气体的穿透截面．因而，使反应堆的导热（也就是它的功率）恶化．

新的原子能发电站及其反应堆的基本性能：

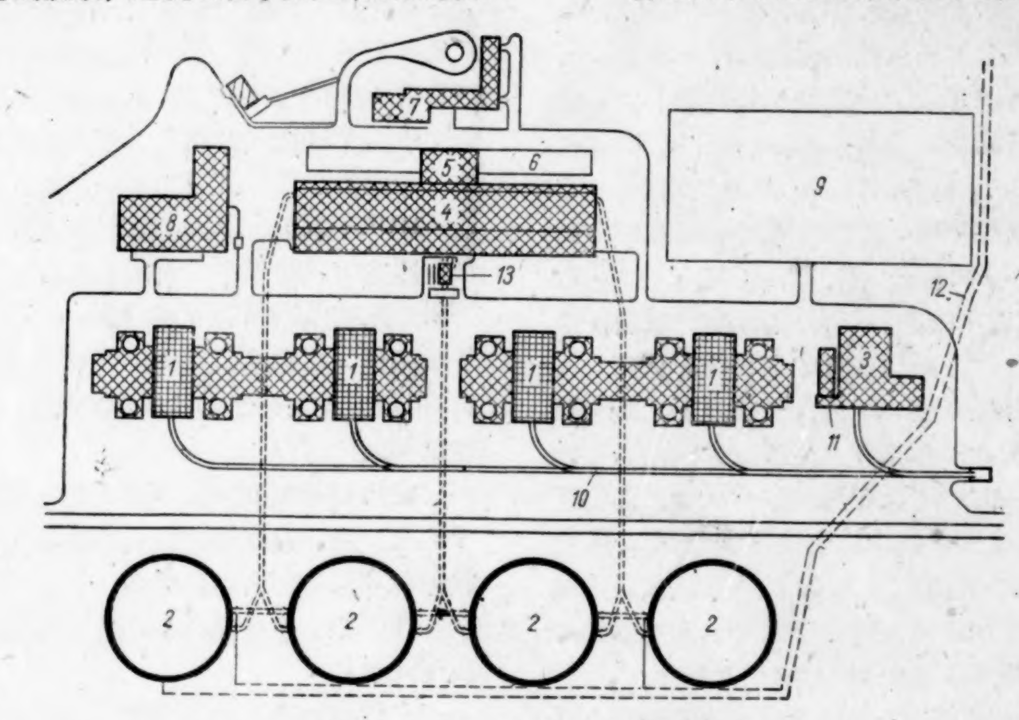


图2　卡伯尔-克洛斯发电站平面图

1——反应堆；　2——冷却塔；　3——儲存水池；　4——透平机大厅；　5——操纵室；　6——变压器；　7——行政楼；　8——工厂；　9——变电所；　10——通儲存水池的专用綫；　11——淋雨間；　12——主要供水管道；　13——CO_2贮藏罐．

项目	数值
反应堆数量	4
电站有效电功率（兆瓦）	140
每个反应堆的装載量（天然鈾）吨	130
載热剂（CO_2）压力（大气压）	~7.3
載热剂溫度（℃）	
进口处	140
出口处	336
蒸汽压力（大气压）	
高压	~14
低压	~3.7
蒸汽溫度（℃）	
高压	~310
低压	~171

尤・科利亚金（Ю. Корякин）

美国发展高能加速器的計划*

原子能委員会的总諮詢委員会和总統直属科学諮詢委員会所成立的高能加速器物理专門小組，作了关于在美国进一步发展高能加速器物理的一些原則問題的报告．报告的主要內容是必需制訂发展这門科学的全国性的計划．

現在，在美国已运行的加速粒子能量高于200兆电子伏的加速器有15个，正在建造的有4个．报告指出，最主要的問題是：获得能量較高的电子，提高高能质子束和电子束的强度和在可能的情况下改进束的几何形狀．

报告指出，将来的計划应当包括为了保証最大限度的利用現有的加速器和即速建成一些加速器以及用必要的設备来装备这些加速器而增加的拨款．因之，对于在开动加速器前应該准备好第一批实驗装置的建造工作应給予及时援助，这点应特別重視．在报告中指出，除了新型加速器的建造費用以外，于1963年前，政府每年用于高能加速器物理工作方面的費用达7500—8000万美元．

此外，在报告中指出，这个計划应該保証新型加速器的建造和运行．而且在計划中必須考慮到，目前把质子的能量提高到300亿电子伏以上，沒有显著的必要．在国立伯魯克海文实驗室和欧洲原子核研究所正在建造的加速器将达到这种能量．而能量为100—150亿电子伏的中强度电子加速器却感到极为需要．而且还需要能量为80亿电子伏或更高能量的高强度质子加速器．每一个这样的加速器的建造費和运行費用每年达1500—2000万美元．

建造新型加速器的計划使高能加速器为国內的广大的科学家和大学生而开放．为了使这些加速器宜于建造在供一个大学或一个学院內的一个組使用的地点，加速器不一定必須是独一无二的，有能量和束流强度的性能方面也不一定要最高的．为了满足这些需要，在1963年前，每年需要追加1500万美元．也就是說，高能加速器物理方面每年的总經費在1963年前将从1950年五千九百万美元增加到一亿二千万到一亿三千五百万美元．

高能加速器物理的专門小組認为，这个計划应該能保証广泛支持以下几方面的工作：发展各种新的加速原理方面的研究工作和实驗工作（与必須建造大型加速器的最后結論无关），改进发現粒子方法的工作以及研究和实驗結果的解释和分析工作．

高能物理研究工作拨款的增加不得影响其他科学部門．若談到高能加速器物理，那么首先应該保証使逐步改进的和不断用新設备装配的現有加速器得到充分利用，然后在实驗設备方面正在建造的加速器应得到完全保証，只有最后才能談到建造新型加速器的工作．

在报告中指出，只有当加速器的設計是为了解决具体科学問題或者确实查明它在技术上有現实性的时候，方可建造能获得能更高或束流强度更高的新型粒子加速器．

报告的具体提議如下：

斯坦福大学关于建造直綫电子加速器（开始时能量至少为100亿电子伏）的提議应該得到支持．最好希望1959年开始建造，其造价約为1亿美元．因为实現这个計划与微波技术方面的成就有关，所以这个加速器应該得到国防部的重視．

MURA中西大学的科学研究协会，近几年来在加速器方面提出了不少新的和重要的見解．尽管协会所提出的供科学研究用的100—150亿电子伏的质子加速器，在技术的現实性和可能性上尚未得到証实，但是应該支持协会积极参加高能加速器的設計、建造和运行工作．

在橡树岭实驗所，建造高能加速器的必要性应予研究．为了継續进行設計和試驗工作，橡树岭实驗室应取得各方面的帮助．

除了报告中所指出的以外，建議联邦政府作到以下几点：

1．根据現有的科学需要和現有熟練工作人員的情况，应扩大高能加速器物理的研究．

2．原子能委員会、国防部和国家科学基金会在对这方面的工作拨款时，应最好符合联邦政府和科学界的利益．而且合同的签定和經費的掌握都应由一个单位負責．

3．贊同成立各部門間的預算和技术规划的协調委員会．

4．贊同筹集签定設計和研究加速器的合同（期限从1年到3年）的基金，并贊成广泛利用实驗設备．

5．建議国立科学院对于在研究新的加速粒子的方法方面发展国际合作的問題提出自己的看法，其中包括和苏联的合作．

Б. Я.

---

* Appl. Atomics, No. 190, 13 (1959).

論核能直接轉換成电能

不久前，洛斯-阿拉莫斯科学研究所曾利用热离子換能器（"等离子热电偶"）第一次实現了不經过蒸汽循环直接把核反应堆热能轉換成电能的实驗.

热离子換能器这个眞空二极管是利用某种方法使管內任一电极发热，靠不同溫度下两电极所引起的热电子逸出电位差而产生的热电流，在两电极間外电路中释放电能.

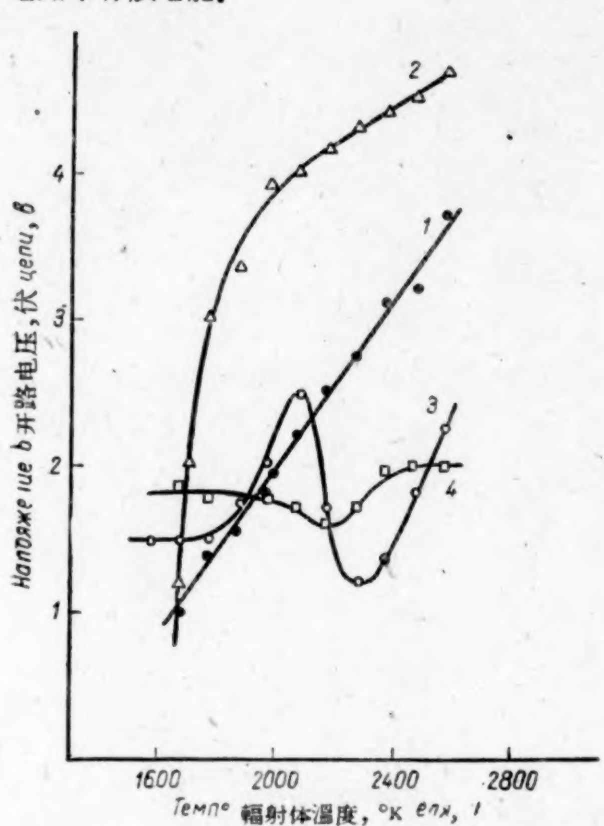


图 1. 开路电压与不同鉋蒸汽压力下电加热輻射体溫度的关系：
1——无鉋蒸汽； 2——鉋蒸汽压力为 10^{-5} 毫米水銀柱； 3——鉋蒸汽压力为 10^{-2} 毫米水銀柱；
4——鉋蒸汽压力为 $4\cdot10^{-1}$ 毫米水銀柱.

热电流的大小受着极間空間电荷的限制. 为減小空間电荷的影响，現今有数种方法[2—1]，其中包括把极間距离減小到 0.01 毫米的不太实用的方法和在极間建立等离子区的比較有前途的方法.

最有效的建立等离子区的方法，是极間低电离电位差气体（例如鉀、鉋）接触离子化（或諧振离子化）的一种物理过程. 另一种方法是利用放射性輻射使充入极間的气体离子化. 上述两种方法都有它們各自的缺点. 預計在第一种方法中，热离子換能器的受热表面溫度高达 2000℃ 以上；第二种方法則需要非常强的放射性粒子流. 热离子換能器的效率，亦卽所得电能与消耗热能之比，根据計算結果比預定的数值为低，这是由于热量損耗仅限于輻射传导的緣故. 对于外电路中接有負載电阻以及忽略空間电荷不計的最佳場合下，热离子換能器的效率可表示如下[5]：

$$\eta=\left(1-\frac{\Phi_2}{\Phi_1}\right)\left[1+\frac{\sigma}{A_1}\left(\frac{1}{\varepsilon_1}+\frac{1}{\varepsilon_2}-1\right)^{-1}\times\right.$$
$$\left.\times\frac{T_1^4-T_2^4}{T_1^2}\Phi_1^{-1}\exp\frac{e\Phi_1}{T_1}\right]^{-1},$$

式中 Φ_2——逸出功；σ——斯捷范-波茨曼常数；ε——发射率；A——在李察松方程式中的常数（指数下的数字 1 和 2 分别表示阴极或輻射器及阳极或收集器）.

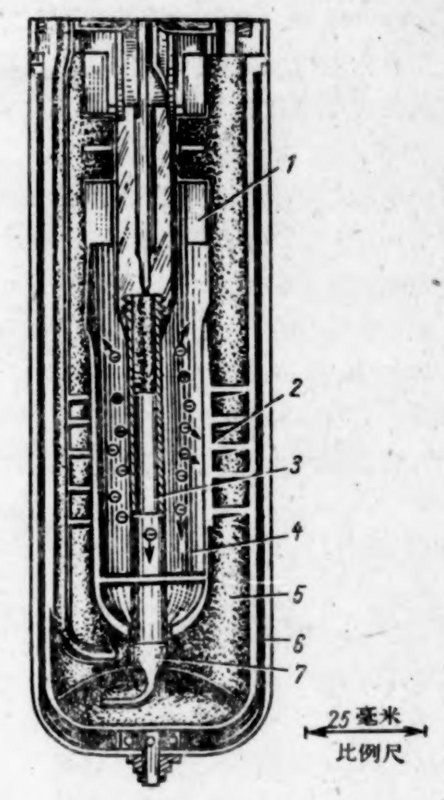


图 2. 洛斯-阿拉莫斯反应堆上的核能热离子換能器：
1——絕緣子； 2——致冷片； 3——赤热的鈾散热元件； 4——等离子区； 5——油循环冷却器；
6——眞空絕緣； 7——液体鉋.

热离子換能器的效率可以达到很大的数值. 例如对現有一些具有适当 Φ、ε 和 A 值的材料的計算表明：在輻射器溫度为1100℃和收集器溫度为500℃时，可以得到 25—30% 的效率. 換能器的总效率还可以借收集器排出的热量来进一步地提高.

热离子换能器的理論性結論，曾以实驗方法在特殊装置中得到了証实，装置中的阴极是采用电子轰击法加热的[1,6]．图1所示为开路时热离子换能器电极上的电压与阴极溫度的关系．由图中可以看出，开路电压的大小主要取决于装置中的銫蒸汽压力．

用来說明热能直接轉换成电能的热离子换能器如图 2 所示．作为热离子輻射器的是 ZrC:UC 硬泥棒．泥棒的下部是同位素 U^{235} 浓縮达 94% 的鈾．收集器由銅筋不銹鋼制成，并借循环油冷却．空間电荷利用銫离子加以減弱；銫在热电子輻射器电极溫度 2000℃ 以上时开始电离．热离子换能器安装在功率 5 兆瓦“Омега-Уэст”反应堆中的活性区．外电路开路时的换能器电压和短路电流决定于反应堆运行的功率(图 3)．由于遙控开关損坏而不得不在接近最有利的功率条件下研究换能器的工作。但是根据在电子轰击法加热阴极的装置中所得的类似实驗結果推测，可以确信，每平方毫米輻射器表面能够达到 30 瓦的功率．計算一下燃料棒中的蜕变数可以估計出换能器的效率．这个数值是 5%．热离子换能器在 5 小时內經过两次循环工作，当时外电路开路电压并沒有发生变化，只是短路电流在头一小时內降低了 20%．

热离子换能器的利用并不是实現热能直接轉变成电能的唯一途径，亦可有效地利用半导体热电偶，关于这方面的理論現在已經取得了相当满意的成果[7]．虽然半导体热电偶还不能达到象热离子换能器这样高的效率，但却有它本身的一些优点(工作更为可靠并且不需要复杂的装置来建立等离子区)．目前出现了几种热离子和热电子换能器的結构，图 4 和图 5 所繪即其中的两种．

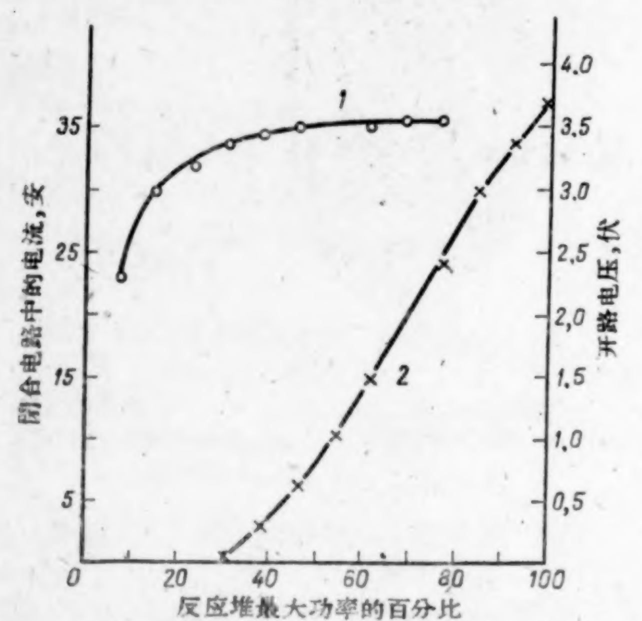


图 3．由核反应堆中的热离子换能器所取得的电压和电流与反应堆功率的关系：
1——电压；2——电流．

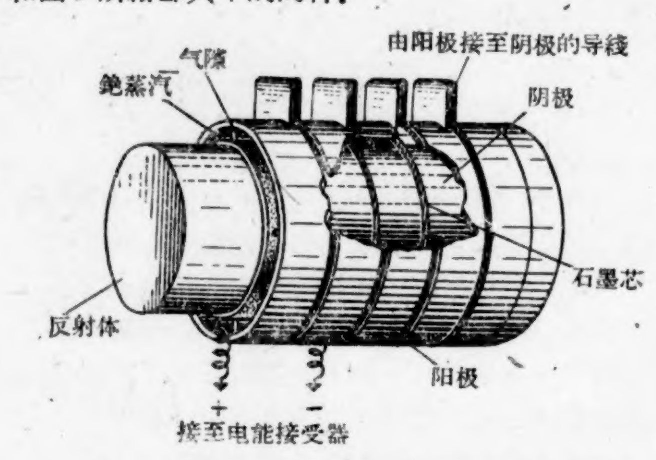


图 4．馬尔琴提出的供星际飞船核反应堆用的热离子换能器[6]．这个换能器是一个全部用鈾碳化物在石墨阴极模中制成的圓筒形物体，阴模上有塗鈦的鎢阴极和氧化鎢阳极，阳极的位置与阴极同心．阳极同时是剩余热量的輻射器．这种热离子换能器的負荷量为 560 公斤，在效率为 9.7% 时可輸出电功率 27 仟瓦．反应堆圓柱形活性区的面积为 1800 平方厘米；阴阳极間的距离为 2.54 毫米．

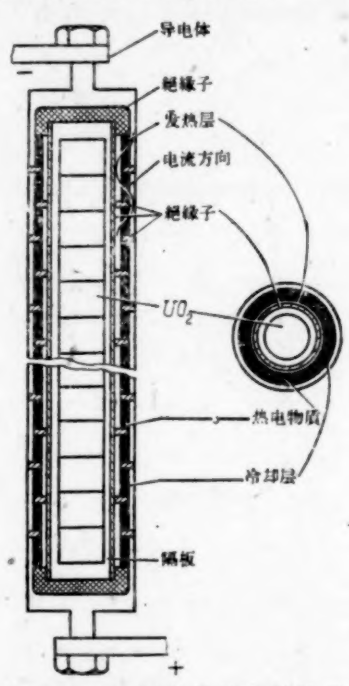


图 5．“西屋”公司設計的热电散热元件[5]．“Янки”型散热元件(装在不銹鋼壳中的二氧化鈾)外面包有一层混合原子价的热电物质．沿着垂直方向交替排列的 p, n 型物质构成了这些元件的整体，它們的电动势互相串联．这些元件能把核蜕变过程中的 5% 热能轉变成电能；其余的热能則消耗到一般的蒸汽迴路里．

Л. М.

参考文献

[1] Г. Гровер: *Атомная техника за рубежом*, №11, **24** (1959).
[2] K. Hernqvist et al.: *RCA Review*, **19**, 244 (1958).
[3] G. Medicus, G. Wehner. J.: *Appl. Phys.*, **22**, 1389 (1951).
[4] G. Hatsopoulos, J. Kaye: *Proc. IRE*, **46**, 1574 (1958).
[5] К. Херпквист: *Атомная техника за рубежом*, №11, 16 (1959).

[6] G. Grover et al. J.: *Appl. Phys.*, **29**, 1611 (1958).

[7] А. Ф. Иоффе: Полупроводниковые термоэлементы. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1956.

从含鈾的磷酸中提取鈾的方法[1)]

美国田納西公司磷产品部 (U. S. Phosphoric Products, Div. of Tennessee Corp., Tampa, Fla.)为了从被杂质污染的磷酸中提取少量鈾 (0.01—0.02%)，曾采用特殊的工艺，而这种磷酸是应用湿法得到的.

用湿法得到的磷酸(30%P_2O_5) 从酸化磷钙矿的酸化器中首先进入一容积为 83000 公升的罐中，以临时儲存，磷酸在这里从 60—80℃ 冷却至 25—30℃. 被冷却的磷酸沿着有陶瓷內衬的直径为 2.1 米,长度为 4.9 米的迴旋还原器流过. 在这里鉄屑将酸中的被氧化的杂质还原，这样就可提高鈾的相对提取率. 然后磷酸流入儲存器，在这里用来沉淀固体物质,例如硫酸钙和氟硅酸鈉.

淨化的酸液进入四級逆流阶式萃取器中，在这里用 3—6% 焦磷酸辛酯煤油溶液从酸中萃取鈾.

带渦輪攪拌器的混合器可保証溶剂与酸紧紧接触. 混合物在每級混合器中停留的时間，除第一級外,都是停留 2 分鈡,而在第一級停留 10 分鈡. 在每一級中三个平行安装的离心机将水相和有机相分开.

由于焦磷酸辛酯在操作过程中分解，所以要不断地加入新溶剂. 它是用磷酸酐和辛醇在不銹鋼的反应器中作用,同时攪拌和用水冷却而制得的.酯的加入使之能够在循环中重复利用酯煤油溶剂.

在萃取器的最末一級所得到的萃余液是不含鈾的游离酸，它进入两个容积各为 83000 公升的澄清器中,使其中所携带的溶剂分离. 不含鈾的游离酸然后进入生产肥料的設备中.

含富鈾的溶剂从萃取第一級进入一級淨化离心机中，在这里不含鈾的固体物和約含有 0.2% 鈾的溶剂分离.

含鈾的被淨化的溶剂依次进入两个混合器中. 在混合器中 HF 溶液将直接从溶剂中沉淀出綠色的盐. 液体的流速和罐的大小是这样选择的,使在該处液体停留时間小于 12 分鈡. 在这样的条件下, HF 对溶剂的毒害作用可减至最小程度.

綠色盐浮渣，溶剂和 HF 进入 122 厘米的周期轉动的离心机中. 酸液被重新导入沉淀器中，而貧溶剂(其中已含鈾很少——譯者)则导入最末的萃取級中. 綠色盐定期从离心机中取出，并在使用汽油的隔板式干燥器中烘干. M. C.

新式离心萃取器[2)]

麦克西崗-哈特(Мексикан-Хат)(美国，犹他州) "捷哈斯鋅矿"公司(Texas-Zinc Minerals Corp.) 的每日生产量为800吨矿石的新式制鈾工厂里，当处理母液时采用了高速离心萃取器以代替混合沉降槽. 当含有 $U_3O_8$0.8 克/升的硫酸母液在 15 秒鈡內流經"波德别尔尼亚克"(Подбельняк)离心萃取器时，鈾即被溶于煤油內的标号为 LA-1 的仲胺所萃取. 虽然鉄被合理地还原为二价.但鈾仍可有选择地萃取，鉬用碳酸鈉溶液再萃取 (萃取器的通过量为～1900 升/分母液和～800 升/分有机溶剂).

高速萃取可以降低溶剂利用量至 1/20. 如果在混合沉降槽的普通流程中需要 ～227 立方公尺的溶剂,则在麦克西崗-哈特工厂所利用的流程中只需要～11.4 立方公尺的溶剂 (在生产量同样的情况下). 萃取器中母液的供給是自动調节的. 在流程主要阶段上只有五人操作.

将含銅和鉄的鈾矿粉碎至～16 公厘大小的碎块,并使之連續經过浮选带. 从矿石中选出样品.以后利用条磨机和球磨机磨碎至 35 网眼.

将磨細的矿石經过浮选，以使銅精矿和含有大部分鈾的尾砂分离. 然后将两种矿石选份都用硫酸浸瀝,以提取鈾.

这两种选份的分別瀝取可以节省用来氧化鈾的

---

1) C. Croran: *Chem. Engng.* **66**, No. 9, 108 (1959).
2) *Chem. Engng.* **66**, No. 6, 98 (1959).

二氧化錳．浸瀝过的銅精矿用鼓式过滤器滤出，以获得可出售的銅精矿及含鈾溶液，含鈾溶液与尾砂的浸瀝矿粕混合．浸瀝后的矿粕在五級增稠器中洗滌；此时为了加速沉降，而在每級增稠器中加入絮凝剂（“Сепаран-2610”）从第一級流出的母液經过預先用沉淀鋪层的过滤器，以在萃取之前最后地澄清溶液．

母液在加压下进入萃取器的轉子內，通过靠近旋轉軸附近的水压平衡机械密封．萃取器以1250轉/分的速度旋轉时所造成的离心力将母液轉向器壁，在这里受到接触并排出轉到离心机周围的較輕的溶剂．

在接触单元的相被大力攪拌，而在其空間的液相被分层．因此这种設备是有效的多級萃取器．

含鈾的溶剂从一个萃取器进入第二个“波德別尔尼亚克”萃取器，以用硝酸銨溶液再萃取鈾，在萃取器中，鈾的浓度可达到50—60克/升（換算成U_3O_8）被硝酸盐飽和的溶液用氫氧化鎂中和，結果沉淀出黃色淀餅，經过凝縮，洗滌，过滤，烘干，最后包装．排出的溶剂含有0.06克/升U_3O_8，最后又轉入重复萃取循环． M. C.

3个兆电子伏的电子直綫加速器

1958年1月在莫斯科工程物理学院，起动了一个大电流的加速电子新型的强流电子直綫加速器，电子的加速能量达3兆电子伏．1958年在这个加速器上进行了一系列的科学研究工作．研究工作証明，在解决須采用强快电子束的各种科学技术問題方面，这个加速器是一个有效的装置．

这个加速器可以有效的用于各种不同的科学技术部門：在实驗物理学中，可以作为高强度的电离輻射源；在化学工业上可以用来照射塑料物質，以便改善其性質；在冶金上用来检查零件和对合金及純金属进行活化分析，还可用于食品工业以及輻射理疗方面．

加速器的高頻功率是由磁控管振盪器供給的．加速波导管的长度为1.18米，电子在50千电子伏时注入波导管．現在，在加速器的出口处可以获得能譜的最大值的总能量为2.8兆电子伏的电子．电子能譜的半寬度等于7%．用分辨能力不小于2%的磁能譜分析器来測量能量．以后，将采用提高輸入到加速波导管內的高頻功率办法，把被加速电子的能量增加到3个兆电子伏或更高．在平均电流为280微安的脉冲內和脉冲长度为3微秒时，出口处加速电子电流为230毫安．电流脉冲的重复頻率可以在200—400赫芝范围內变化，出口处电子束的直径小于4毫米．

用縱向恆定磁場使电子聚焦．这个磁場由八个綫圈的系統組成，并可以从零調整到900奥斯特．根据波导管的长度，磁場恆定性的精确度保持在5%以下．当磁場值已經为450奥斯特时，几乎可以使电子百分之百的聚焦．在这种情况下，聚焦系統所需功率为1.5千电子伏，装置內的眞空度等于10^{-}毫米水銀柱．

加速器在±2.5兆周頻带內的运行时是令人滿意的．当頻率发生巨大变化时，能量減小的速度平均为0.06兆电子伏/兆赫芝．当加速器运行时，所有的輸入数值（頻率、高頻功率、能量、注入电流等）容易保持在电子束輸出参数恆定的范围內．

加速器的控制工作比較簡单，并可以用专門的操縱台来遙控．

这个加速器将能长期不停地运行．

瓦利德涅尔（О. Вальднер），
季米特洛夫斯基（П. Дмитровский），
卓林（Д. Зорин），
米靜（Ю. Мизин）

簡 訊

苏联 新伏罗涅什原子能发电站工地上主要工号的建設在迅速地进行．正在敷設全部管綫．在20公里鉄路綫和公路綫上开展了竞賽运动．輸电綫路已通电．混凝土装配工厂、木工联合工厂、混凝土厂、机械工場和一系列其他工号已投入生产．

电站机械厅和联合輔助厂房都已建成．在主要

反应堆厂房內正进行着混凝土的浇灌工作。

苏联 哈尔科夫基洛夫工厂为新伏罗涅什原子能发电站制造的第一台七千瓩汽輪机的設計工作已完成并正在制造。汽輪机将在231°C下以29大气压的飽和蒸汽而工作，蒸汽的湿度不超过12%。

苏联 1959年9—10月一个說明苏联在和平利用原子能方面成就的展覽会在塔什干展出。該展覽会在1959年9月底于塔什干召开的和平利用原子能会議开始前开幕的。就其规模和所涉及的应用原子能的部門来說，塔什干展覽会是苏联在国內外同类型展覽会中最大一次的巡迴展覽会。

英国 在阿尔德馬斯頓建造的功率为5000瓩的第一个私营研究性游泳池型反应堆"梅尔林"于1959年7月达到临界状态。

英国 1959年7月12日卢瑟福高能实驗室內50兆电子伏质子直綫加速器已开始建立。加速器将用来进行原子核研究。預計彻底調整好以后，质子束强度比其他这类加速器上得到的要强好几倍。

印度 根据印度原子能委員会主席巴巴的报导，1964年以前在孟买附近将建立一个功率为25万瓩的原子能发电站。电站生产的电能預計价格在运轉初期为0.8分/瓩·小时，电站运行五年后为0.4分/瓩·小时。

印度 特隆貝重水型研究用反应堆将从美国原子能委員会購买十五吨重水。

西班牙 西班牙利用原子能发展計划第二阶段要建立一个供生产电能和試驗不同种类燃料用的反应堆。第三阶段包括了在塔霍河附近建造功率为20—25万瓩的原子能发电站。

意大利 1959年9月8日都灵附近功率为1千瓩的游泳池反应堆"阿伏伽德罗"达到临界状态。該反应堆属于汽車公司"Фиат"和化学公司"Монтесатини"所有。

加拿大 洛尔弗頓（Рольфтон）附近建筑工地上电功率为2万瓩的水平电能反应堆厂房的建造工作接近完成。反应堆将在1960年完全建成。

新西兰 在原子核研究所內将安装一个从美国購买的能量为3千瓩的加速器。

波兰 正在編制供輻射化学研究用的反应堆的設計。

美国 在实驗性动力反应堆SRE上，过热蒸汽的溫度达到539°C。这个溫度与反应堆上所采用的鈉載热剂溫度570°相适应。

美国 "Комбасшн инджиниринг"公司得到原子能委員会的建議，准备設計和建造一个热功率为6万瓩的（PWR型）研究用反应堆NTR。反应堆用来对不同結构的活性区和調整系統进行大規模的試驗。反应堆拟在爱达荷国家試驗站上建造。

美国 "国际原子能公司"完成了供載重量为六吨的运輸船用的带有机減速剂和載热剂的反应堆設計。

美国 原子能委員会委託諾尔斯原子能研究所設計压力水天然循环反应堆（NCR）。把这种反应堆应用在潛水艇上能大大降低噪音量，因为它能去除一个主要的噪音来源——循环泵。

美国 在毕克-洛克区（密西根州）預計要建造一个电功率为5万瓩强制循环的沸騰式反应堆。

美国 对有关鈉-重水反应堆建造的問題进行两年多的研究后，研究工作暂时停止。反应堆預計建造在安柯利德失（阿拉斯加）。

美国 "国际原子能公司"和"核动力联合公司"結束了有蒸汽过热的鈾-石墨反应堆（此种类型反应堆与苏联建造在別洛雅尔斯克原子能发电站的反应堆类似）的初步研究工作。預計研究工作还将继續下去，而且除进行設計外，还将进行实驗工作。

美国 "Сарджент энд Ланди"公司准备用水防护层代替沸騰堆昂貴的屏蔽外壳。万一迴路破裂或爆炸，在冷水防护层中便会凝集所形成的蒸汽。为了检驗这一看法是否正确，采用过一个注滿冷水的大水箱。箱內安装有一鋼筒，其內部装滿5吨45个大气压的沸騰水。筒的一个部分有一寬为50厘米的縫隙。对水箱壁的剩余压力为0.2大气压；箱內无冷水时，此压力应达10大气压。以后还要仿照原子核事故来实現蒸汽爆炸。按計算，此种类型水防护外壳，对EBWR反应堆来說，容积不是目前采用的11500米^3，而是300米^3。

美国 SRE反应堆在1959年7月末停堆。为了消除不正常的溫度分布，在小功率时进行过专門的实驗，以后才发現六个释热組件已損坏。組件沒熔化，但个別释热棒芯离开了原来的位置。事故的原因尙未查明，但有人估計，这是由于在排出以后剩下的四氫化萘堵塞了个別管道的結果。

事故和运轉周期末期进行的初次装載同时发生。目前活性区正在重新装載。

美国 在阿貢国家研究所內开始建造一个边緣聚焦的1250亿电子伏的同步稳相加速器。加速器的磁鉄由八个扇形块所組成。磁場的梯度等于零。能量为800千电子伏的质子由高压源射入直綫加速器，加速到50兆电子伏才引入同步稳相加速器，加速时間一秒。装置将放在直径为60米的环形建筑物中。計划在1962年初建成。加速器的大概造价为

二千九百万美元。

美国　在克里佛林德(Кливленд) 1959 年原子能博覽会上"高压工程公司"展出了作为中子源用的 0.4 兆电子伏的范德格喇夫靜电加速器。加速器总长 1.57 米，伸出管长度 120 厘米。有这么长的管子就能用加速器把中子脉冲送到亚临界装置內。在亚临界装置內进行中子散射、核反应、跃迁效应等研究时都可利用这种加速器。

美国　"Юниверсал Циклопс стил" 公司出售大小为 0.72×915×2410 毫米的鈮板和重为 215 公斤鈮鋯(1%) 合金錠。鈮板是由直径为 227 毫米、150 公斤重的鈮錠軋制而成。

美国　根据美国原子能委員会的材料統計，至 1959 年 6 月 1 日止美国鈾矿总儲量为 889 亿万吨，在已逝去的半年中儲量增加約六百五十万吨。1959 年 1 月至 6 月私人工厂和政府机构开采了 33 亿万吨鈾矿，同一期間加工了三百六十万吨矿体，平均含鈾量为 0.25% U_3O_8。

到1959 年 6 月 30 日止，美国有三十三个生产鈾的工厂，其昼夜生产率总和为二万一千七百吨。建立两个工厂，其总生产率为一千吨。

美国　"西屋电气公司"准备建立天文原子-核实驗室，以解决研究宇宙空間时原子核能量的利用問題。

在阿貢国家实驗室內已組織两个新的部門：高能物理部和固体物理部。

土耳其　在斯坦姆布拉(Стамбула)附近建立原子核研究所。那里将安装一个由美国公司所制造的功率为 1 兆瓦的游泳池型研究用反应堆。

瑞士　在 1959 年 9 月 14 至 19 日举行的日內瓦加速器会議最后一次大会上，阿达姆斯博士宣布說，在欧洲原子核研究所的 250 亿强聚焦的同步稳相加速器上已得到第一轉加速。

新 書 介 紹

最 新 文 献

书籍、論文集及杂誌

应用放射性同位素自动检查装置的理論基础 舒米罗夫斯基 (Шумиловский Н. Н.)，美里特采尔 (Мельтцер Л. В.). 莫斯科，苏联科学院出版社，1959年，144頁.

这本书首先試图总結各种科学研究机构利用放射性同位素或核輻射对生产过程进行检查和自动化的仪表进行研究所获得的一些成果.

本书內有序言，共分九章.

在序言中簡要地叙述了放射性射綫的基本性质，輻射接收器，測量原理图，以及应用放射性同位素的自动检查装置上所产生的測量誤差有关的某些专門性問題.

全书其中八章是論述厚度(密度)測量，継电器的作用装置，能級測量，液态流量測量，气体消耗量，气体压力和物质成分检查的理論問題.

在每一章中詳細研究了影响測量誤差的主要因素，引証了放射源与仪器和測定物的参数有关特性的公式. 測定物可以估計出源的放射性，仪器測量的精确度和快速性等.

在最后一章里研究装置內(与动力性能无关)放源性最低放射性的一些測量問題.

这一材料对于在利用放射性同位素的自动检查的装置上从事設計和运行的工程技术人員有很大的作用.

同时必須指出，如果利用书中所述的密度，浓度，物质厚度的范围和可以用放射源測量的其他参数在物质等各种类型放射綫吸收系数，作为参考資料，则本书还具有更大的价值.

个別章节，例如«自动γ探伤»沒有将这部分所进行的工作完全包括进去. 尽管这些方法有很大的意义，但作者对苏联科学院烏拉尔分院法基陀維 (И. Факидовым)等在自动γ探伤中用閃爍計数管所做出的成果，都沒有提到. 虽然如此，尽管指出了某些不够的地方，但整个説来这本书仍是很有价值和很有意义的参考书. 他首次总結了自动装置建立十年来的工作經驗，所以就将这个問題列入新书介紹.

Л. П.

核反应堆液态金属載热剂 安德烈耶夫 (Андреев П. В.)，卡納耶夫(Канаев А. А.)，費陀罗維奇 (Федорович Е. Д.). 列宁格勒，造船工业出版社，1959年，384頁.

这本书对国內外有关研究液态金属性質某些文章作了評論. 第一章第二节闡述液态金属与合金的物理和化学性質. 第三章叙述液态金属中热交换器和流体力学的基本原理. 第四章叙述液态載热剂中核反应堆的各种結构材料的腐蝕性質.

第二部分"液态金属系統的設計和运行"共分三章. 在这三章里叙述了液态金属系統設計的基本原理和其个別組件，系統設备(泵，热交换器，汽門，測量仪器)，并叙述了液态金属系統的运行規則.

第三部分探討了国內液态金属載热剂的研究.

本书着重于彙集和分析大量液态金属理論与实驗工作，无疑地它对于科学工作者，工程师和技术人員及反应堆設計和有关技术方面的工作人員是有益的.

原子能发电站 泰勒(Taylor E. O.). 伦敦，乔治紐恩斯，184頁.

这本书簡明地叙述核物理和堆物理的基本原理. 研究了各种类型的动力堆. 中子物理和堆物理所用的基本公式，以及有关核物理和核动力的历史参考材料.

核动力的物理基础和技术基础的簡要叙述可作为捷依洛尔 (Тейлора Э.) 著作的初学参考資料.

外国原子技术 11期(1959年). 11月出版的外国原子技术文集刊登有阿莱娜(Дж. Ван Аллена) 等同志的論文"用人造地球卫星将电流入为地引向地磁場的研究". 这篇論文的第一部分刊載在第一期上.

在美依拉穆德(Е. Мэйламуд)和西韦曼 (Сияьмана А.)的著作里他講述了关于高尔涅耳同步加速器——第一个强聚焦加速器和变换陡度加速器的磁

結构資料，叙述了磁測量的基本方法。

費尔克文斯特（К. Херквиста）的著作“热离子变換器”和格罗韦尔（Г. Гровера）的著作“洛斯阿拉莫斯等离体热电偶” 闡明了用热能直接轉变为电能的发展方向中的一个問題。

在“原子商船”的評論中叙述了船只制造和設計的資料，各种类型核反应堆是船只的能源。

达維德松（Дж. Давидсон）的論文簡明叙述了在原子能发电站取得廉价电能的可能性。論文中叙述了燃料用二氧化鈾在液态鉍中浮悬的反应堆。

在外国新书評論中“原子光源”一文叙述了各种閃爍管的特性，以及在閃爍管中由于放射性同位素β衰变的能量所引起螢光質的激发。

期 刊 論 文

Артюхин П. И. и др. Влияние α-излучения плутония на его валентное состояние в азотнокислых растворах. Радиохимия, **1**, вып. 2, 131—135 (1959).

Барабаненков Ю. Н. К решению кинетического уравнения плазмы в переменном магнитном поле. Ж. эксперим. и теор. физ., **37**, вып. 2, 425—429 (1959).

Бербаш Н. В., Данилов В. П. Изменение спектрального поглощения фосфатных стекол простых составов под действием гамма-лучей. Оптико-механ. пром-сть, № 5, 43—45 (1959).

Богатырев И. О. Распределение некоторых радиоизотопов загрязненного водоема в воде, иле и растениях. Бюлл. Моск. о-ва испыт. природы. Отд. биол., **64**, вып. 2, 150 (1959).

Бялобжеский А. В. Влияние ионизирующего излучения на коррозию металлов в атмосферных условиях. Ж. физ. хим., **33**, вып. 6, 1256—1262 (1959).

Вдовенко В. М., Соколов А. П. Об упругости диссоциации кристаллогидратов уранилнитрата. Радиохимия, **1**, вып. 2, 117—120 (1959).

Величкин И. Н. и др. Использование радиоизотопов для исследования изнашивания деталей [тракторных двигателей] в условиях эксплуатации. Вест. машиностроения, № 7, 37—42 (1959).

Власов Н. А., Оглоблин А. А. Реакция (*d, t*) на ядрах Li^6, Li^7 и Be^9. Ж. эксперим. и теор. физ., **37**, вып. 1 (7), 54—61 (1959).

Воден В. Г. и др. Изучение комплексообразования уранилнитрата с фосфорорганическими соединениями. Радиохимия, **1**, вып. 2, 121—130 (1959).

Волков Т. Ф. О ионных колебаниях в плазме. Ж. эксперим. и теор. физ., **37**, вып. 2, 422—426 (1959).

Гольданский В. И., Подгорецкий М. И. Возможный способ идентификации новых трансурановых элементов. Ж. эксперим. и теор. физ., **37**, вып. 1 (7), 315—317 (1959).

Гулякин И. В., Юдинцева Е. В. Влияние длительного применения удобрений на накопление радиоактивных продуктов деления в урожае овса. Изв. Тимирязевск. с.-х. акад., вып. 3, 37—56 (1959).

Гусейнов Д. М., Эюбов Р. Э. Влияние ионизирующих излучений на созревание и урожай хлопка-сырца. Сообщ. 1. Докл. АН Азерб.ССР, **15**, № 6, 521—525 (1959).

Данчев В. И., Ольха В. В. Некоторые вопросы генезиса уранового оруденения в связи с изучением эффективной пористости рудосодержащих карбонатных пород. Изв. АН СССР, серия геол., № 7, 16—25 (1959).

Дерюга И. Ф. и др. Установка для перемещений электромагнита бетатрона. Изв. высш. учеб. заведений. Электромеханика, № 5, 110—113 (1959).

Драбкина Л. Е., Гельман А. Д. Исследование устойчивости шестивалентного плутония в некоторых водных растворах. Радиохимия, **1**, вып. 2, 136—140 (1959).

Драчев С. М., Былинкина А. А. Обнаружение радиоактивного загрязнения поверхностных источников водоснабжения. Водоснабж. и сан. техн., № 7, 38—39 (1959).

Друин В. А. и др. Угловое распределение осколков при делении ядер тяжелыми ионами. Ж. эксперим. и теор. физ., **37**, вып. 1 (7), 38—40 (1959).

Емельянов В. О развитии советской атомной энергетики. Новое время, № 29, 10—12 (1959).

Клоцман С. М., Тимофеев А. Н. Методические возможности изучения адсорбции [в металлах] и некоторых вопросов диффузии с по мощью меченых атомов. Тр. Ин-та физ. металлов (Уральский филиал АН СССР), вып. 22, 77—91 (1959).

Коломенский А. А., Рабинович М. С. Крупнейший в мире ускоритель—синхрофазотрон. Природа, № 8, 57—61 (1959).

Корнеев Е. И. и др. Деление Th^{232} тепловыми нейтронами. Ж. эксперим. и теор. физ., **37**, вып. 1 (7), 40—45 (1959).

Кузьминов Б. Д. и др. Некоторые характеристики спонтанного деления U^{238}. Ж. эксперим. и теор. физ., **37**, вып. 2, 406—412 (1959).

Ларкин А. И. Прохождение частиц через плазму. Ж. эксперим. и теор. физ., **37**, вып. 1 (7), 264—272 (1959).

Липис Л. В. Спектральный анализ чистых материалов. Доклад на XII Всесоюз. совещании по спектроскопии, ноябрь 1958 г. Усп. физ. наук, **68**, вып. 1, 71—80 (1959).

Лукоянов С. Ю., Подгорный И. М. Магнитная ловушка с полем, нарастающим к периферии. Ж. эксперим. и теор. физ., **37**, вып. 1 (7), 27—32 (1959).

Медведев Ж. А., Заболоцкий Н. Н. Простой

метод ускоренных определений действия излучения радиоактивных изотопов на синтез липоидов и нуклеиновых кислот в растениях. Изв. Тимирязевск. с.-х. акад., вып. 3, 183—192 (1959).

Миропольский З. Л., Шнеерова Л. И. Исследование течения пароводяной смеси в трубах методом γ-просвечивания. Теплоэнергетика, вып. 1, 53—61 (1959).

Морозов А. П. Запуск и эксплуатация бетатрона на максимальную энергию гамма-квантов на 15 *Мэв*. Изв. высш. учеб. заведений. Электромеханика, № 5, 101—109 (1959).

Москвин А. И. и др. Исследование комплексообразования трехвалентного америция в оксалатных и этилендиаминтетраацетатных растворах методом ионного обмена. Радиохимия. 1, вып. 2, 141—146 (1959).

Никольский Б. П. и др. Комплексообразование бария и радия в растворах трилона Б. Радиохимия, 1, вып. 2, 147—154 (1959).

Никольский Б. П. и др. Взаимодействие радия и бария с нитрилотриуксусной кислотой в водных растворах. Радиохимия, 1, вып. 2, 155—161 (1959).

Никотин О. П., Лещинский Д. А. Радиоактивный толщиномер для непрерывного бесконтактного измерения толщины ленты прокатываемого стекла. Стекло и керамика, № 7, 35—37 (1959).

Ольховский И. А., Диесперова М. И. Изучение с помощью изотопа Ca^{45} влияния ковшевого кирпича на загрязнение стали. Огнеупоры, № 6, 258—262 (1959).

Орлов А. Н. и др. Расчет многократного рассеяния гамма-лучейсемейств урана и тория. Докл. АН СССР, 126, № 5, 975—978 (1959).

Першина З. Г., Есакова Т. Д. Бактерицидное действие ионизирующих излучений. Ж. микробиол., эпидемиол. и иммунол., № 6, 62—66 (1959).

Протасова В. А. Методика исследования неровноты от вытягивания с помощью радиоактивных изотопов. Изв. высш. учеб. заведений. Технология текстильной пром-сти, № 3, 68—75 (1959).

Севрюгова Н. Н. и др. Разделение изотопов бора ректификацией хлористого бора. Докл. АН СССР, 126, № 5, 1044—1046 (1959).

Спицын В. И., Громов В. В. К вопросу о влиянии радиоактивности осадков на их сорбционные свойства. Радиохимия, 1, вып. 2, 181—184 (1959).

Старик И. Е., Меликова О. С. Факторы, влияющие на эманирующую способность искусственных солей и минералов. Зависимость эманирующей способности искусственных солей и минералов по радону, торону и актинону от размера частиц. Радиохимия, 1, вып. 2, 196—203 (1959).

Тихонов А. Н. О распространении переменного электромагнитного поля в слоистой анизотропной среде. Докл. АН СССР, 126, № 5, 967—970 (1959).

Щибря Г. И. и др. Действие ионизирующих излучений на некоторые витаминоносные растения. Тр. Всесоюз. н.-и. витамин. ин-та, 6, 184—189 (1959).

Adams M., Higgins P. Philos. Mag., 4, No. 42, 777—783 (1959). Твердение меди при облучении нейтронами.

Adda Y., Kirianenko A. J. Nucl. Materials, 1, No. 2, 120—126 (1959). Исследование самодиффузии в γ-уране.

Ageno M. et al. Suppl. Nuovo Cimento (XI, S. X.), N. 3, 324—345 (1959). Описание итальянского синхротрона на 1200 *Мэв*.

Archbold N., Econ. Geol., 54, No. 4, 666—682 (1959). Зависимость содержания карбоната от литологического состава пород и содержания урана и ванадия в формации Моррисон в юго-западном Колорадо.

Armstrong D. et al. J. Nucl. Materials, 1, No. 2, 127—133 (1959). Травление ядерных материалов катодной бомбардировкой.

Ascari A. Energia Nucl., 6, N. 4, 259—266 (1959). О кинетике реактора SPERT-I.

Atterling H. Arkiv fys., 15, H. 6, 531—558 (1959). Ускорение тяжелых ионов в 225-сантиметровом стокгольмском циклотроне.

Atterling H., Lindstrom G. Arkiv fys., 15, H. 6, 483—502 (1959). 225-сантиметровый циклотрон Нобелевского института физики в Стокгольме.

Baskin Y. et al. Amer. Ceram. Soc. Bull., 38, No. 7, 345—348 (1959). Окись тория, упрочненная металлическими нитями.

Bates R. Econ. Geol., 54, No. 3, 449—466 (1959). Приложение статистического анализа к исследованию размещения урановых месторождений на плато Колорадо.

Benefenati I. Energia Nucl., 6, N. 8, 511—520 (1959). Защита от атомной радиации.

Blässer G. Nukleonik, 1, H. 6, 216—221 (1959). Резонансный захват нейтронов в гетерогенных системах.

Bleiberg M. J. Nucl. Materials, 1, No. 2, 182—190 (1959). Влияние интенсивности деления и межпластинчатых расстояний на фазовое превращение в сплаве U—9% Mo, вызванное облучением.

Breccia A. Energia Nucl., 6, N. 4, 249—258 (1959). Применение меченых атомов в биогенезисе алкалоидов.

Brigoli B. et al. Energia Nucl., 6, N. 5, 330—338 (1959). Изучение кинетики реакции железо—пар.

Brutto E. et al. Energia Nucl., 6, N. 8, 532—533 (1959). Тепловое сопротивление соприкасающихся металлических цилиндрических поверхностей.

Carswell D., Lawrance J. J. Inorg. and. Nucl. Chem., 11, No. 1, 69—74 (1959). Экстракция аминами. 1. Система Th—HNO_3—триоктиламин.

Chamberlain J. Econ. Geol., 54, No. 3, 478—494 (1959). История формирования структур в районе

оз. Биверлодж.

Chambers R. Mining Mag., C, No. 5, 268—272 (1959). Исследовательское бурение длинных шпуров в районе оз. Биверлодж.

Champeix L. et al. J. Nucl. Materials, 1, No. 2, 113—119 (1959). Определение кислорода в Na. Применение ртутного метода при очень малых содержаниях.

Chang R. J. Nucl. Materials, 1, No. 2, 174—181 (1959). Высокотемпературная ползучесть и явление неупругости в поликристаллических тугоплавких окислах.

Corsetti C. Energia Nucl., 6, N. 8, 497—501 (1959). Симпозиум по физике металлов и ядерной металлургии.

Dalmasso C., Nardelli G. Energia Nucl., 6, N. 5, 307—321 (1959). Эффект Вигнера в графитовых замедлителях ядерных реакторов. Ч. 1—Физическая интерпретация вигнеровской энергии и процесс отжига.

Davidson E. Econ. Geol., 54, No. 3, 436—448 (1959). Геология уранового месторождения Рэйни-Дэй, округ Гарфилд, шт. Юта.

Dawson J. et al. Industr. Chemist, 35, No. 412, 269—276 (1959). Непосредственное использование энергии продуктов деления в химической промышленности.

DeMarco R. et al. Amer. Ceram. Soc. Bull., 38, No. 7, 360—362 (1959). Окисление UO_2 до U_3O_8.

Didchenko R. Trans. Metallurg. Soc. AIME, 215, No. 3, 401—402 (1959). Приготовление безводных хлоридов церия и тория.

Eastwood T., Roy J. Canad. J. Phys., 37, No. 7, 815—826 (1959). Реакция $(n, 3n)$ в ядерном реакторе.

Emendorfer D., Kirchenmayer A. Nukleonik, 1, H. 6, 233—236 (1959). О влиянии эффективной части запаздывающих нейтронов на кратковременные изменения режима реактора.

Facchini U. Energia Nucl., 6, N. 4, 237—248 (1959). Ионизационные камеры.

Frigerio G. Energia Nucl., 6, N. 8, 502—510 (1959). Технологические проблемы производства керамических таблеток из UO_2 для реакторов с водяным охлаждением.

Frolich H. Nukleonik, 1, H. 5, 183—188 (1959). Сильноточный источник ионов и электронов.

Gatti E. Energia Nucl., 6, N. 5, 301—306 (1959). Применение импульсной техники в ядерной электронике.

Gerevini T., Somigliana R. Energia Nucl., 6, N. 5, 339—344 (1959). Использования $MNO(OH)_2$ для удаления цезия из водных растворов.

Goebel W. Nukleonik, 1, H. 6, 227—233 (1959). Использование явления изменения цвета высших полимеров для дозиметрических целей.

Griffiths G. et. al. Canad. J. Phys., 37, No. 7, 858—865 (1959). Простой счетчик быстрых нейтронов, нечувствительный к γ-лучам.

Häfele W. Nukleonik, 1, H. 6, 197—208 (1959). Спектр нейтронов в гетерогенном реакторе с пластинчатыми тепловыделяющими элементами.

Havlíček F. Energia Nucl., 6, N. 8, 521—531 (1959). Обогащение U^{235}.

Hull D., Rimmer D. Philos. Mag., 4, No. 42, 673—687 (1959). Рост пустот на границах зерен под действием напряжений.

Jahns W., Weidmann G. Nukleonik, 1, H. 5, 189—190 (1959). Определение содержания кислорода в натрии.

Jensen M. Econ. Geol., 54, No. 3, 374—394 (1959). Изотопы серы и гидротермальные минеральные месторождения.

Jones C., Benson R. Amer. Ceram. Soc. Bull., 38, No. 7, 349—451 (1959). Испытание керамического ядерного горючего методом авторадиографии.

Kennett T., Bollinger L. Nucl. Phys., 12, No. 3, 249—260 (1959). Многократное рассеяние нейтронов при резонансных энергиях.

Kewish R. et al. Trans. Metallurg. Soc. AIME, 215, No. 3, 425—429 (1959). Приготовление металлического урана высокой чистоты восстановлением кальцием четырехфторида урана в бомбе.

Kośaly G. Nukleonik, 1, H. 6, 221—224 (1959). К статистической теории переноса нейтронов.

Kośaly G., Németh G. Nukleonik, 1, H. 6, 225—227 (1959). Среднее значение и флуктуации времени замедления нейтронов в тяжелых замедлителях.

Leible O. Z. Erzbergbau und Metallhüttenwesen, XII, H. 5, 234—237 (1959). Радиоактивность мальсбургских гранитов и содержание в них тория и урана.

Leitten S., Beaver R. J. Nucl. Materials, 1, No. 2, 136—144 (1959). Дисперсные системы бора с железом в оболочке из нержавеющей стали для реакторов с водой под давлением.

McCollum R., Allen G. J. Appl. Phys., 30, No. 7, 1105—1108 (1959). Влияние облучения нейтронами на неравновесные состояния AuCu, вызванные термически и механически.

McKisson R. J. Nucl. Materials, 1, No. 2, 196—202 (1959). Оценка реакции окись бериллия—водяной пар в открытом цикле реактора с воздушным охлаждением.

Müller A. Nukleonik, 1, H. 5, 172—174 (1959). Оценка ужестчения нейтронов в топливных элементах гетерогенных реакторов.

Nowotny H. Z. Metallkunde, 50, H. 7, 417—423 (1959). К строению систем ниобий—бор и тантал—бор.

Nucl. Phys., 12, No. 3, 291—297 (1959). Полное нейтронное сечение изотопов водорода и гелия.

Pal L., Németh G. Nuklconik, 1, H. 5, 165—167 (1959). О флуктуации времени замедления нейтро-

нов.

Perona G. Energia Nucl., **6**, N. 5, 322—329 (1959). Производство тепловыделяющих элементов в США.

Petersen R. et al. Econ. Geol., **54**, No. 2, 254—267 (1959). Месторождения рения в ассоциации с уранинитом в округе Коконино, шт. Аризона.

Peterson D., Westlake D. Trans. Metallurg. Soc. AIME, **215**, No. 3, 444—447 (1959). Растворимость дигидрида тория в металлическом тории.

Quéré Y., Nakache F. J. Nucl. Materials, **1**, No. 2, 203—209 (1959). Оценка объема пика деления в уране.

Rembser J. Nukleonik, **1**, H. 5, 167—171 (1959). Пристеночный и концевой эффекты в цилиндрическом счетчике нейтронов по протонам отдачи.

Rief H. Nukleonik, **1**, H. 6, 208—215 (1959). Коэффициент размножения и вероятность столкновения быстрых нейтронов в урановых трубках, заполненных замедлителем.

Riezler W., Kern W. Nukleonik, **1**, H. 5, 191—195 (1959). Электрофильтр для отделения радиоактивных аэрозолей.

Ritz H. Nukleonik, **1**, H. 5, 175—183 (1959). Расчет ячейки гетерогенного реактора трехгрупповым методом.

Rolsten R. Trans. Metallurg. Soc. AIME, **215**, No. 3, 478—483 (1959). Йодидный ниобий.

Roscoe S. Canad. Mining J., **80**, No. 7, 65—66 (1959). Монацит—рудный минерал в урановых рудах оз. Эллот.

Roy J. Canad. J. Phys., **37**, No. 7, 827—831 (1959). Существование нейтронов с энергией 20,3 *Мэв* в реакторе NRX.

Sehgal M. et al. Nucl. Phys., **12**, No. 3, 261—268 (1959). Сечение образования некоторых изомеров тепловыми нейтронами.

Seitz F. Trans. Metallurg. Soc. AIME, **215**, No. 3, 354—367 (1959). Действие облучения на металлы.

Shawe D. et al. Econ. Geol., **54**, No. 3, 395—415 (1959). Геология и уран-ванадиевые месторождения района Слик-Рок, шт. Колорадо.

Simpson R. Canad. Mining J., **80**, No. 2, 144—146 (1959). Уран в Канаде в 1958 г.

Vaasjoki O., Kouvo O. Econ. Geol., **54**, No. 2, 301—307 (1959). Сравнение изотопного состава свинца и содержания примесей металлов в некоторых финских галенитах.

Videm K. J. Nucl. Materials, **1**, No. 2, 145—153 (1959). Коррозия алюминиевых сплавов в высокотемпературной воде. Обзор.

Vie G. Mines et Metallurgie, No. 3530, 416—419 (1959). Урансодержащее месторождение Буа-Нуар (область Форез) и его эксплуатация.

Wanklyn J., Jones D. J. Nucl. Materials, **1**, No. 2, 154—173 (1959). Коррозия нержавеющих аустенитных сталей при теплопередаче в высокотемпературной воде.

Wauchope K., Baird J. J. Nucl. Materials, **1**, No. 2, 191—195 (1959). Приготовление большого плутоний-бериллиевого нейтронного источника.

МАРТОВСКОГО ВЫПУСКА ЖУРНАЛА "АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ" ЗА 1960 г.

СОДЕРЖАНИЕ

以上为苏联 Атомная энергия 杂志 8 卷 3 期目录，相当于本刊 5 卷 7 期(1960 年 7 月初出版)． 愿参加上述文献翻譯者，希于 1960 年 4 月 10 日前来信联系． 为了避免重譯，在未获本刊編輯部答复前，希勿开譯．

[illegible]参加
[illegible]勿开

本 刊 启 事

本刊編譯工作原由中国物理学会"原子能"編譯委員会負責. 現經中国物理学会与中国科学院原子核科学委員会商定,从 1960 年 1 月起本刊編譯工作改由原子核科学委員会所属編輯委員会負責,并以苏联"Атомная энергия"杂誌中文版的名义出版.

本刊通信处仍为"北京市邮局 287 信箱".

原 子 能 (月刊)

編 輯 者	中国科学院原子核科学委員会編輯委員会 (北京邮箱 287 号)
出 版 者	科 学 出 版 社
印 刷 者	中国科学院印刷厂
总发行处	北 京 市 邮 局
訂 购 处	全国各地邮电局
代訂零售处	全国各地新华书店 科学出版社各地門市部

(京) 1—3,810　　1960 年 3 月 27 日出版

定价: 1.10 元

本刊代号: 2—212